

JOURNAL  
INTERNATIONAL  
D'ACOUSTIQUE  
sous le patronage  
du Groupement des Acousticiens  
de Langue Française

INTERNATIONAL  
JOURNAL  
ON ACOUSTICS  
sponsored by the Acoustics Group  
of the Physical Society  
of London

INTERNATIONALE  
AKUSTISCHE  
ZEITSCHRIFT  
Unter Mitwirkung  
des Verbandes der Deutschen  
Physikalischen Gesellschaften

# ACUSTICA

edited by  
Dr. C. W. KOSTEN  
EDITOR IN CHIEF, DELFT  
HOLLAND

publié par  
Dr. F. CANAC  
MARSEILLE

Dr. E. G. RICHARDSON  
NEWCASTLE UPON TYNE

herausgegeben von  
Prof. Dr. E. MEYER  
GÖTTINGEN

Prof. Dr. A. GIACOMINI  
ROMA

## TABLE DE MATIÈRES

## CONTENTS

## INHALT

HAAS, Über den Einfluß eines Einfachechos auf die Hörsamkeit von Sprache . . .	49—58
BARKECHLI, Régime sonore d'une salle après l'extinction de la source . . . . .	59—74
AGGARWAL and PARTHASARATHY, Diffraction of light by two ultrasonic waves . . . . .	74—78
KOSTEN a. o., Symbols and nomenclature in sound insulation : . . . . .	78—80
PARKIN and PURKIS, Sound absorption of wood panels for the Royal Festival Hall . . . . .	81—82
CREMER, Über die ungelösten Probleme in der Theorie der Tonempfindungen . . . . .	83—96
LENIHAN, Mersenne and Gassendi . . . . .	96—99

S. HIRZEL VERLAG · ZÜRICH

Vol. 1, No. 2

1951

pp. 49—100

Reprinted with the permission of S. Hirzel Verlag, Stuttgart

JOHNSON REPRINT CORPORATION  
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED  
Berkeley Square House, London, W.1

# ACUSTICA

First reprinting, 1967, Johnson Reprint Corporation

Printed in the United States of America



## ÜBER DEN EINFLUSS EINES EINFACHECHOS AUF DIE HÖRSAMKEIT VON SPRACHE

Von HELMUT HAAS

(III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen)

### Zusammenfassung

Es wurde eingehend untersucht, welchen Einfluß ein Einfachecho in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern auf die Hörsamkeit von Sprache hat.

Um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, wurde eine Anlage zur künstlichen Erzeugung von Echos beliebiger Laufzeitdifferenz gegenüber dem direkten Schall aufgebaut. Sie besteht aus einer hochwertigen elektro-akustischen Übertragungsanlage und einer Endlos-Band-Magnetophonapparatur, an der das Echo durch zeitlich verzögerte Abtastung gewonnen wird. Die Messungen wurden mit einer großen Zahl von Beobachtern unter genau definierten Versuchsbedingungen vorgenommen. Zur quantitativen Erfassung des Echoeinflusses wurden verschiedene geeignete Meßverfahren entwickelt.

1. Die Untersuchungen bei kleinen Echolaufzeitdifferenzen zwischen 1...30 ms ergaben, daß durch das Echo eine Zunahme der Lautstärke entsprechend dem Energieadditionsgesetz und eine als angenehm empfundene Änderung des Klangbildes im Sinne einer Verbreiterung der Primärschallquelle auftritt, während die Echoschallquelle akustisch nicht wahrzunehmen ist. Es wurde gefunden, daß die Größe des gehörmäßigen „Unterdrückungseffektes“ von Echos mit einer Laufzeit zwischen 1...30 ms etwa 10 db beträgt, d. h., die Intensität des Echos muß die des Primärschalles um 10 db übersteigen, wenn das Echo in diesem Laufzeitbereich wahrgenommen werden soll.
2. Bei größeren Laufzeiten bewirkt das Echo dann aber oberhalb einer verhältnismäßig scharf ausgeprägten Laufzeit eine Störung des Klangeindrucks, die sich bei Sprache bis zur völligen Unverständlichkeit steigern kann. Zur Beurteilung des Ausmaßes der durch das Echo hervorgerufenen Störung und zum Vergleich von unter verschiedenen Bedingungen vorgenommenen Messungen untereinander wurde der Begriff „Kritische Laufzeitdifferenz“ eingeführt und definiert.
- a) Bei Sprechgeschwindigkeiten im Bereich zwischen 3,5...7,4 Silben/s ist der Wert der kritischen Laufzeitdifferenz ungefähr der Sprechgeschwindigkeit umgekehrt proportional.
- b) Die Intensität des Echos ist von wesentlichem Einfluß auf die kritische Laufzeitdifferenz. Eine Schwächung der Echointensität um 5 db hat bereits eine Verdoppelung der kritischen Laufzeitdifferenz zur Folge. Liegt die Echointensität um 10 db unterhalb der des direkten Schalles, so tritt bei fortlaufendem Text überhaupt keine Störung mehr auf.
- c) Es hat sich gezeigt, daß die hohen Frequenzen des Echos von entscheidender Bedeutung für das Ausmaß der subjektiv empfundenen Störung sind. Durch Abschwächen der hohen Echofrequenzen, das übrigens keine nennenswerte Verminderung der Echolautstärke zur Folge hat, läßt sich eine wesentliche Vergrößerung der kritischen Laufzeitdifferenz erzielen.
- d) Die Größe der Echostörung ist im Bereich der praktisch bei Sprache vorkommenden Lautstärken von der Lautstärke unabhängig.
- e) Wenn der direkte Schall den Beobachter von vorn trifft, so hat die Richtung, aus der das Echo kommt, keinen wesentlichen Einfluß auf die kritische Laufzeitdifferenz.
- f) Eine Vergrößerung der Raumnachhallzeit bewirkt eine Vergrößerung der kritischen Laufzeitdifferenz.

### Summary

An apparatus has been built to produce known time delays between the direct sound and its echo in order to investigate the effect of a single echo on the intelligibility of speech.

When the delay is small the loudness of the received sound is increased and a pleasing modification of timbre produced. Long delays cause distortion leading to complete lack of intelligibility. In this connection the concept of a "critical delay difference" is introduced. It is a function of echo intensity, spectrum of source and reverberation time of the experimental room.



## Sommaire

Construction d'un appareil pour la production artificielle des échos avec retard variable par rapport au son direct. L'appareil se compose d'une installation de transmission électroacoustique et d'un magnétophone à bande sans fin qui donne un écho au moyen d'un pickup retardé.

Les mesures sont faites par des observateurs dans des conditions bien définies. Différentes méthodes pour déterminer quantitativement l'influence de l'écho sont exposées.

1. Des petites différences de temps d'écho entre 1 ms et 30 ms donnent une augmentation de l'intensité sonore conforme à la loi d'addition des énergies et une modification agréable de l'impression du son dans le sens d'un élargissement de la source sonore primaire, tandis que l'écho n'est pas perceptible acoustiquement. L'écho doit excéder le son primaire de 10 db pour être perceptible dans les conditions précédentes.

2. Un écho après des temps supérieurs à ce seuil relativement marqué, gêne l'écoute même s'il n'est pas complètement perceptible. Ce temps critique est un moyen d'étalonner la gêne:

a) Pour une élocution de 3,5 syllabes/s à 7,4 syll./s, la valeur critique est en raison inverse de la vitesse d'élocution.

b) Le délai critique dépend de l'intensité de l'écho. Une atténuation de son intensité de seulement 5 db double sa valeur. Si l'intensité de l'écho est de 10 db au dessous de celle du son direct, la reproduction de la voix continue n'est pas dérangée du tout.

c) L'atténuation des hautes fréquences de l'écho augmente le temps critique sans réduire notablement la force de l'écho.

d) La gêne due à l'écho ne dépend pas de la force du son.

e) Si le son direct arrive de front, la direction de l'écho n'influence pas essentiellement le temps critique.

f) Un temps de réverbération plus long augmente le temps critique.

## 1. Einleitung

Bei Schalldarbietungen in geschlossenen Räumen treten an Begrenzungsflächen und Einrichtungsgegenständen zahlreiche Schallreflexionen auf. Der reflektierte Schall kommt am Beobachtungsort später an als der direkte und kann bei größeren Wegunterschieden bzw. Laufzeitdifferenzen zu einer Störung des Klangeindrucks führen.

Ist der Wegunterschied genügend groß, so können der direkte und der reflektierte Schall gegebenenfalls getrennt wahrgenommen werden, und man spricht dann von einem Echo. Wir wollen in dieser Arbeit jedoch jede Schallreflexion unabhängig von der Größe ihrer Laufzeit als Echo bezeichnen.

Der Schwellenwert der Laufzeit, oberhalb dessen sich eine merkbare Verschlechterung des Klangeindrucks ergibt, wurde von PETZOLD [1] als Verwischungsschwelle bezeichnet und für Sprache mit

$$t = 0,05 \pm 0,01 \text{ s}$$

angegeben, was einer Wegdifferenz in Luft von  $s = 17 \pm 3 \text{ m}$  entspricht. Für kleinere Räume, bei denen zur Erreichung dieser Laufzeitdifferenz viele Reflexionen notwendig sind, ist mit einer Echostörung nicht zu rechnen, da einerseits infolge der Schallschluckung der reflektierenden Flächen die Intensität des mehrfach reflektierten Schalles nach 50 ms sehr stark abgesunken sein wird, und andererseits das Ohr eine Vielzahl von kurz aufeinanderfolgenden kleiner werdenden Reflexionen erhält, die es gar nicht voneinander getrennt wahrnimmt. Das allmähliche Abklingen des Schalles in Räumen wird als Nachhall bezeichnet. Eine gewisse Größe der Nach-

hallzeit ist für die Hörsamkeit sogar vorteilhaft, da sie neben einer Schallverstärkung eine Beeinflussung des Klangbildes hervorruft, die wir als angenehm empfinden.

In großen abgeschlossenen Räumen kann es jedoch sehr leicht vorkommen, daß nach einer oder nach wenigen Schallreflexionen bereits die kritische Laufzeitdifferenz überschritten wird. Ist die Energie des reflektierten Schalles dann noch so groß, daß einzelne Schallrückwürfe sich sehr stark aus der das allmähliche Abklingen des Schalles charakterisierenden Nachhallkurve herausheben, so werden wir u. U. eine Beeinträchtigung der Darbietung in ungünstigem Sinn erhalten, im Extremfall ein ausgesprochenes Echo hören.

Für den Entwurf und beim Bau großer Räume ist es von Bedeutung, die Größe der durch Echoerscheinungen möglicherweise hervorgerufenen Störungen im voraus abschätzen zu können. Auch bei künstlicher Schallverstärkung in Räumen oder bei Schallübertragung durch mehrere räumlich voneinander entfernte Lautsprecher können so große Laufzeitunterschiede entstehen, daß störende Echoerscheinungen auftreten. Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß auch in der Nachrichtentechnik u. U. Echoerscheinungen auftreten können, die bei Sprechverbindungen Anlaß zu Störungen geben. Es soll im folgenden untersucht werden, welchen Einfluß Echos in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wie Laufzeit, Intensität, Klangfarbe, Richtung usw., bei binauralem Hören auf die Hörsamkeit von Sprache ausüben. Um übersichtliche Verhältnisse zu erhalten und den technischen Aufwand zu begrenzen, werden



die Untersuchungen mit einem Einfachecho durchgeführt, d. h., dem direkten Schall folgt eine einmalige Wiederholung. Dabei werden vor allem Messungen vorgenommen, deren Ergebnisse für die Praxis von Bedeutung sind. Untersuchungen auf diesem Gebiet unter Hinzuziehung einer großen Anzahl von Beobachtern sind bisher noch nicht angestellt worden. H. DECKER [2] hat die bei Fernspreverbindungen über lange Kabelleitungen auftretenden Echoerscheinungen untersucht und gefunden, daß sich bei Ferngesprächen für den Fall, daß die Echointensität gleich der Primärschallintensität ist, 50% seiner 15 Beobachterpaare bei einer Echolaufzeit von 100 ms im Flusse ihrer Unterhaltung gestört fühlen, während für den Fall, daß die Echoamplitude nur 60% der Primärschallamplitude beträgt, die kritische Laufzeitdifferenz auf 150 ms ansteigt.

H. STUMPF [3] untersuchte den Einfluß verschiedener Einfallsrichtungen eines Einfachechos. Er fand für den Fall, daß Primärschall und Echo gleiche Intensität haben und den Beobachter seitlich aus der gleichen Richtung treffen, für Sprache im Freien eine kritische Laufzeitdifferenz von 80 ms; kamen Primärschall und Echo seitlich aus entgegengesetzten Richtungen, dann betrug die kritische Laufzeitdifferenz 50 ms.

## 2. Beschreibung einer Apparatur zur künstlichen Erzeugung von Echos

Um die Eigenschaften des reflektierten Schalles, also des Echos, genau definieren zu können, war es erforderlich, eine Apparatur zur künstlichen Erzeugung von Echos zu erstellen. Sie hat die Aufgabe, einen Schallvorgang nach Ablauf einer bestimmten Zeit zu wiederholen.

Für die Erreichung der Zeitverzögerung wurde im Hinblick auf hohe Übertragungsqualität das Magnettonverfahren angewendet. Es besteht im wesent-

lichen darin, daß man den zu verzögernden Schallvorgang auf einen Träger magnetisch aufzeichnet, von dem man anschließend direkten Schall und Echo mit praktisch jeder gewünschten Verzögerungszeit wieder abnehmen kann.

Abb. 1 stellt die ausgeführte Anlage im Blockschaltbild dar. Mittels eines Mikrophons M wird der Schallvorgang, wir wollen uns im folgenden auf Sprache beschränken, in elektrische Spannungsschwankungen umgeformt; diese werden in einem nachfolgenden Verstärker verstärkt und den Aufsprechentzerrern der Magnetophonapparatur zugeleitet. Will man für besondere Messungen immer wieder einen bestimmten, gleichbleibenden Text verwenden, so kann man diesen mit einem handelsüblichen Magnetbandgerät aufnehmen und wiedergeben. Der nach dem Mikrophonverstärker eingezeichnete Umschalter dient der Wahl zwischen direkter und indirekter Wiedergabe. Mittels eines Aussteuerungsmessers wird der Pegel überwacht und konstant gehalten. Zur eigentlichen Schallverzögerung dient eine Endlos-Band-Magnetophonanlage, die in Abb. 1 oben, skizziert ist. Die Aufzeichnung erfolgt nach dem Hochfrequenzverfahren. Eine Schiene aus kräftigem U-Profilisen trägt im Abstand von ca. einem Meter zwei drehbar gelagerte Leitrollen R mit einem Durchmesser von 150 mm, um die eine Schleife aus Magnetophonband gelegt ist. Der Bandantrieb erfolgt in Pfeilrichtung durch die rundgeschliffene Welle eines Synchronmotors ( $n = 1500$  Umdr./min), an die das Magnetophonband von einer Gummiandruckrolle gepreßt wird, mit einer Geschwindigkeit von 77 cm/s. Auf der Schiene einer optischen Bank sind die durch Kreise angedeuteten Löschköpfe  $L_I$ ,  $L_{II}$ , die Sprechköpfe  $S_I$ ,  $S_{II}$ , und die Hörköpfe  $H_I$  und  $H_{II}$  befestigt, von denen  $H_{II}$  in Bandrichtung verschiebbar ist. Die Wirkungsweise der Apparatur ist folgende:

$L_I$  und  $L_{II}$ , die mit Hochfrequenz (ca. 80 kHz) aus den Aufsprechentzerrern gespeist werden, löschen die auf dem Band befindlichen magnetischen Aufzeichnungen.  $S_I$  und  $S_{II}$ , die aus den eingangsseitig parallel geschalteten Aufsprechentzerrern I und II erregt

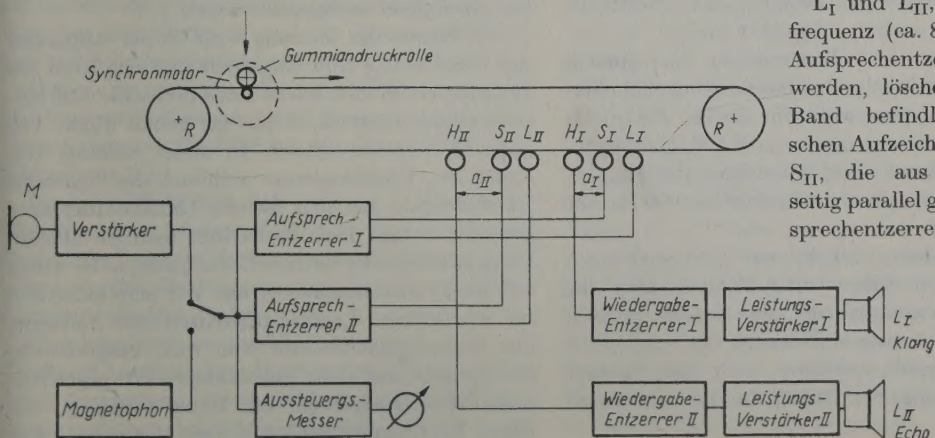


Abb. 1.  
Echogerät,  
Blockschaltbild.



werden, zeichnen gleichzeitig den gleichen Schallvorgang auf das Band auf. Mittels der Hörköpfe  $H_I$  und  $H_{II}$  wird dieser Vorgang dann wieder abgetastet.

Die Laufzeitverzögerung  $\Delta t$  ist gegeben durch

$$\Delta t = (a_{II} - a_I)/v,$$

wenn  $a_I$  den Abstand der Spaltmitten von  $S_I - H_I$ ,  $a_{II}$  den entsprechenden Abstand  $S_{II} - H_{II}$  und  $v$  die Bandgeschwindigkeit bedeuten. Ist  $a_I = a_{II}$ , dann ist die Laufzeitdifferenz  $\Delta t = 0$ , d. h., die Schallvorgänge werden genau so gleichzeitig abgetastet, wie sie aufgenommen wurden. Die Einstellung der verschiedenen großen Echolaufzeiten erfolgt durch Verschieben von  $H_{II}$  längs einer in ms geeichten Skala.

Die in  $H_I$  und  $H_{II}$  vom bewegten Magnetophonband induzierten Spannungen werden zwei getrennten Wiedergabeentzerrern I und II zugeführt, anschließend verstärkt, und man erhält aus dem Lautsprecher  $L_I$  den eigentlichen Schallvorgang, während  $L_{II}$  denselben Schallvorgang zeitlich verzögert, also das Echo wiedergibt.

Es wird somit auch der erste Schallvorgang, im folgenden „direkter Schall“ oder „Primärschall“ genannt, über einen Lautsprecher wiedergegeben, was zur Vermeidung akustischer Rückkopplung und zur Ausschaltung einer Beeinträchtigung des Sprechers durch sein Echo zweckmäßig erschien.

Die objektive Messung der Güte der Übertragungsapparatur ergab, daß bei konstant gehaltenem Schalldruck am Aufnahmемикrophon die Schalldruckschwankungen, im Abstand von 2 m in Achsrichtung vom Wiedergabelautsprecher gemessen, im Frequenzgebiet zwischen 100 Hz ... 10 kHz kleiner als  $\pm 7$  db waren. Dabei war der Lautsprecher in einer quadratischen Schallwand von  $40 \times 40$  cm<sup>2</sup> montiert. Die geringen linearen Verzerrungen der Anlage können in unwesentlichem Ausmaß die Klangfarbe des Sprechers ändern, doch ist dies für die Durchführung der folgenden Messungen belanglos, da die Verständlichkeit dadurch nicht herabgesetzt wird.

Da Verstärker und Lautsprecher für Sprachwiedergabe in natürlicher Lautstärke genügend überdimensioniert waren, wird die Größe der nicht-linearen Verzerrungen nur von der Magnetophonapparatur bestimmt. Der Klirrfaktor des Magnetophonverfahrens wird in der Literatur bei 800 Hz mit  $< 3\%$  angegeben.

Die angestellten subjektiven Untersuchungen zeigten, daß die Silbenverständlichkeit über die gesamte Übertragungsanlage mit einem geübten Hörtrupp 96% betrug, also bereits das erreichbare Maximum darstellt, welches auch bei direkter Sprachübertragung von Mund zu Ohr nur erzieltbar ist.

### 3. Untersuchungen bei kleinen Laufzeitdifferenzen

Bei Schalldarbietungen in kleineren Räumen sind stets Echos mit kleiner Laufzeitdifferenz gegenüber dem direkten Schall vorhanden, die uns jedoch erfahrungsgemäß nicht stören; wir empfinden vielmehr eine Unterhaltung als anstrengender und unnatürlicher, wenn diese kurzzeitigen Reflexionen fehlen, wie beispielsweise im Freien bei Vorhandensein einer starken Neuschneedecke oder in schallgedämpften Räumen.

Diese Beobachtung zeigt, daß unser Gehörorgan, das fast immer neben direkten Schalleindrücken auch deren kurzzeitig folgende Reflexionen verarbeitet, so eingerichtet ist, daß es diesen Zustand als natürlich empfindet. Welchen Unterschied können wir nun überhaupt zwischen einem reflexionsfreien Schallvorgang und einem solchen, der mit einem kurzzeitigen Echo behaftet ist, gehörmäßig feststellen? Zur Klärung dieser Frage wurde folgende Versuchsanordnung aufgebaut:

Da kein schallgedämpfter Raum zur Verfügung stand, mußte die Untersuchung im Freien ausgeführt werden. Als hierfür geeignet erwies sich das flache Dach eines freistehenden Gebäudes. Zur Messung wurden zwei gleichartige Lautsprecher in einer Entfernung von 3 Meter unter einem Winkel von 45° halblinks und halbrechts vor dem Beobachter aufgestellt. Diese Aufstellung wurde lediglich deshalb gewählt, weil sie sich für die Durchführung der Messung insofern als günstig erwies, als der Abgleich so am besten erfolgen konnte. Die Lautsprecherachsen waren auf den Kopf des Beobachters gerichtet, um keinen Abfall der hohen Frequenzen infolge der Richtcharakteristik der Lautsprecher zu bekommen. Primär- und Echolautsprecher strahlten mit der gleichen Intensität, die Lautstärke am Ort des Beobachters betrug ca. 50 Phon, was durch Lautstärkevergleich mit einem 1000 Hz-Ton und einem geeichten Mikrophon nachgeprüft wurde.

Vor Beginn der Messung wird an der Apparatur die Verzögerung Null eingestellt und der Kopf des Beobachters in eine solche Lage gebracht, daß Miteneindruck entsteht, d. h., der Schall direkt von vorn zu kommen scheint. In dieser Stellung verbleibt die Versuchsperson während der folgenden Einstellungen. Bei sehr kleinen Laufzeitdifferenzen zwischen 0 und 1 ms beobachtet man ein allmähliches Wandern der fiktiven Schallquelle, in Richtung auf den Primärlautsprecher hin. Wir empfinden also bei sehr kleinen Laufzeitdifferenzen eine Änderung des Richtungseindrucks. Nun wird beispielsweise die Sprache aus dem Echolautsprecher gegenüber dem Primärlautsprecher um 10 ms verzögert, was einem Laufwegunterschied in Luft von etwa 3,4 m



entspricht, und der auffallendste Effekt ist nun der, daß man den Echolautsprecher überhaupt nicht mehr hört, obwohl er mit derselben Energie strahlt wie der Primärlautsprecher, und man den Eindruck hat, die Sprache käme allein aus diesem. Eine Erklärung für diesen Effekt ist noch nicht bekannt. Er beruht wahrscheinlich auf einer Funktion unseres Zentralnervensystems und wäre vielleicht so zu erklären, daß bei Eintreffen eines Schallvorgangs ein Sperrvorgang ausgelöst wird, der verhindert, daß wir kurzzeitige Wiederholungen desselben Schalleindrucks getrennt wahrnehmen können. Es wäre denkbar, daß die Anstiegsflanke dieses Sperrvorganges zum Richtungshören beiträgt.

Die Vorgänge, die es uns rein akustisch ermöglichen, die Richtung, aus der wir einen Schalleindruck empfangen, festzustellen, wurden bereits eingehend von G. v. BÉKÉSY [4], M. REICH und H. BEHRENS [5], K. DE BOER [6] und H. WARNEKE [7] untersucht. Diese Autoren haben gefunden, daß der Richtungseindruck durch Laufzeit- und Intensitätsunterschiede, mit denen ein Schalleindruck unsere beiden Ohren trifft, hervorgerufen wird, doch wurden bei diesen Untersuchungen hauptsächlich Laufzeitunterschiede zwischen 0...0,62 ms betrachtet, die einer Wegdifferenz in Luft bis zu 21 cm entsprechen. Das ist etwa der größte Wegunterschied, mit dem ein von einer einzigen Schallquelle herrührender Schalleindruck unsere Ohren treffen kann. Wird die Laufzeitdifferenz über dieses Maß hinaus vergrößert, so tritt keine Änderung der Richtungsempfindung mehr auf. Welche Beobachtungen kann man nun machen, wenn die Laufzeitdifferenz weiter vergrößert wird?

Bei kleinen Laufzeiterhöhungen zwischen 1...30 ms ist gegenüber dem Fall, daß der Echolautsprecher abgeschaltet wird, eine Änderung des Klangeindrucks und eine Erhöhung der Lautstärke festzustellen, auf die später noch ausführlicher eingegangen werden soll. Man hat den Eindruck, daß der Klang voller wird und die Schallquelle voluminöser zu werden scheint.

Dieser „pseudo-stereophonische“ Effekt ist schon seit längerer Zeit bekannt und fand seine praktische Anwendung bereits 1926 bei der Konstruktion des Ultraphons [8].

Derselbe Effekt läßt sich auch bei gleichzeitigem Betrieb zweier Lautsprecher erzielen, wobei die erforderliche Laufzeitdifferenz durch verschieden große Abstände des Beobachters von den beiden Lautsprechern erreicht wird.

Man lokalisiert zwar eindeutig auf den zuerst ertönenden Lautsprecher, hat aber bei Vorhandensein eines kurzzeitigen Echos nicht mehr den Eindruck eines typischen Lautsprecherklangs, der auch bei

guter Wiedergabe vorhanden ist, d. h., man hat nicht mehr die Empfindung, daß die Ausdehnung der Schallquelle nur auf die Abmessungen des Lautsprechers beschränkt bleibt.

Dieser Zustand bleibt bei Laufzeitunterschieden zwischen 1...30 ms ziemlich unverändert erhalten. Erst bei Laufzeiten in der Größenordnung um 40 ms bemerkt man, daß auch der Echolautsprecher Schall abstrahlt, doch lokalisiert man die Schallquelle nach wie vor auf den zuerst ertönenden Primärlautsprecher. Wird die Laufzeitdifferenz weiter über 50 ms hinaus vergrößert, so beginnt man ein getrenntes Echo zu hören, doch bleibt der Schwerpunkt der Schallabstrahlung nach wie vor auf dem Primärlautsprecher liegen. Um eine quantitative Erfassung des bei kleinen Laufzeitdifferenzen auftretenden subjektiven „Unterdrückungseffektes“ von Echos in Abhängigkeit von der Laufzeit zu ermöglichen, wurde folgendermaßen vorgegangen:

Primär- und Echolautsprecher strahlten in der beschriebenen Anordnung mit gleicher Intensität fortlaufenden Sprachtext. Die Laufzeitdifferenz zwischen den beiden Lautsprechern wurde statistisch im Bereich von 1...50 ms sprunghaft geändert. Der Beobachter hatte die Möglichkeit, mittels eines in db geeichten Dämpfungsgliedes die Intensität des Primärlautsprechers so weit zu vermindern, bis er den Eindruck hatte, Primär- und Echolautsprecher gleich laut zu hören. Man hat dabei keineswegs einen Miteneindruck, wie man ihn bei einer gegen Null gehenden Laufzeitdifferenz feststellen kann, sondern das Empfinden, gleichzeitig zwei Schallquellen aus verschiedenen, der Aufstellung der Lautsprecher entsprechenden Richtungen zu hören. Die Einstellung auf subjektiv gleich empfundene Lautstärke machte den Beobachtern keine Schwierigkeiten und ergab verhältnismäßig kleine Streuungen. Das Ergebnis dieser Messung, die mit 15 verschiedenen Beobachtern durchgeführt wurde, zeigt Abb. 2.

Es ist die Intensitätsdifferenz in db, um die die Intensität des Primärlautsprechers geschwächt werden mußte, damit beide Lautsprecher gleich laut empfunden wurden, in Abhängigkeit von der Laufzeit aufgetragen. Die stark ausgezogene Kurve stellt den Mittelwert aus allen Meßpunkten dar, die beiden ähnlich verlaufenden gestrichelt gezeichneten Linien deuten die Streugrenzen an. Um einen Überblick über die bei den einzelnen Beobachtern auftretenden Streuungen zu geben, sind die Meßpunkte, die bei zwei verschiedenen Beobachtern erhalten wurden, besonders eingetragen. Wie man aus Abb. 2 erkennt, muß die Intensität des Echolautsprechers die des Primärlautsprechers bei Laufzeitdifferenzen zwischen 5...30 ms etwa zehnmal überwiegen (10 db), um den



Eindruck gleicher Lautstärke hervorzurufen. Bei Echolauzeiten über 30 ms tritt ein leichtes Absinken der Intensitätsdifferenz auf und die Streuung der Meßpunkte wird größer.

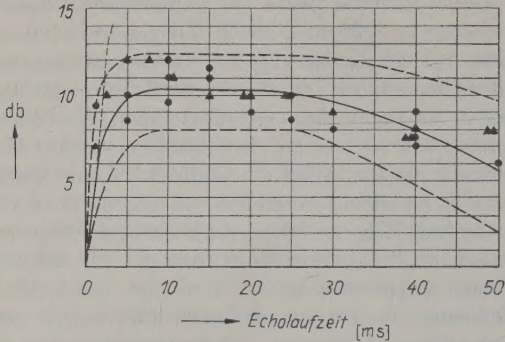


Abb. 2. Echounterdrückungseffekt in Abhängigkeit von der Laufzeit bei Sprache.

(--- Meßergebnisse von DE BOER [6] bei 0...3 ms)

Es kann angenommen werden, daß dieser im vorstehenden beschriebene Effekt der gehörmäßigen Unterdrückung von Echos mit kleiner Laufzeitdifferenz und das Richtungshören in geschlossenen Räumen ermöglicht, wobei zur Richtungsbestimmung von unserem Gehörorgan immer nur der erste Klangeindruck des direkten Schalles ausgewertet wird. Es wurde weiter mit Hilfe von Sprache untersucht, ob die Richtung, aus der das Echo kommt, einen Einfluß auf den Unterdrückungseffekt hat. Es stellte sich heraus, daß kein über die Streugrenzen in Abb. 2 hinausgehender Einfluß festzustellen war. Das stimmt mit der praktischen Erfahrung überein. In Räumen können kurzzeitige Echos aus allen Richtungen kommen, ohne als störend empfunden zu werden.

Es soll in diesem Zusammenhang nicht versäumt werden, auf eine technische Anwendung des Unterdrückungseffektes für kurzzeitige Echos hinzuweisen, auf die L. CREMER [9] bereits aufmerksam gemacht hat. Es ist nämlich durchaus möglich, eine künstliche Schallverstärkung um 10 db oder vielleicht noch mehr vorzunehmen, ohne daß man das Vorhandensein der verstärkenden Schallquelle merkt, wenn man zusätzlich noch durch einen weiteren, beispielsweise optischen Eindruck abgelenkt wird.

Wir wollen uns nun der Betrachtung der durch ein kurzzeitiges Echo hervorgerufenen Lautstärkeerhöhung zuwenden. In unserem Fall, bei gleicher Intensität des Echos, wird dem Gehörorgan, um die Laufzeitdifferenz verzögert, zweimal eine bestimmte, gleich große Energie zugeführt. Unser Schallempfindungsvermögen ist jedoch mit einer gewissen Trägheit behaftet. Die empfundene Lautstärke er-

reicht beispielsweise nach Einschalten eines Tones ihren Endwert erst, wie v. BÉKÉSY [10] gefunden hat, nach einer Zeit von 200 ms. Umgekehrt fällt nach Untersuchung von U. STEUDEL [11] die subjektiv empfundene Lautstärke eines Tones nach dessen plötzlichem Abschalten nur allmählich ab. BÜRCK, KOTOWSKI und LICHTÉ [12] haben im Zusammenhang mit der Entwicklung eines objektiv anzeigenden Lautstärkemessers aus den Messungen von v. BÉKÉSY [10] und STEUDEL [11] die Zeitkonstanten des subjektiven An- und Ausklingvorganges bestimmt. Es ergab sich bei v. BÉKÉSY im Mittel ein Wert von 130 ms, bei STEUDEL ein solcher von 50 ms.

Daraus kann man schließen, daß unser Gehörapparat die Schallintensitäten über kurze Zeiträume hinweg integriert, ähnlich etwa wie ein ballistisches Meßinstrument.

Wenn man nun für unseren Fall eines Echos kurzer Laufzeitdifferenz das Energieadditionsgesetz anwendet, so würde sich die Lautstärke unter Berücksichtigung der angenähert logarithmischen Ohrempfindlichkeit bei doppelter Schallintensität um 3 Phon erhöhen. Dies wurde auch durch von AIGNER und STRUTT [13] vorgenommene Messungen mit Sprache und Musik für den Fall bestätigt, daß die Klangfarben von Primärschall und Echo gleich waren. Unterschieden sich jedoch die Klangfarben wesentlich, so erhielten diese beiden Autoren eine um 6...9 Phon über das Energieadditionsgesetz hinausgehende subjektiv empfundene Lautstärkeerhöhung. E. LÜBCKE [14], der die von AIGNER und STRUTT in diesem Zusammenhang angestellten Versuche mit Geräuschen wiederholte, fand auch bei gleicher Klangfarbe und kleinen Schallwegunterschieden für den Fall, daß Primärschall und Echo gleiche Intensität hatten, eine subjektive Lautstärkeerhöhung um 5...6 Phon, also um 2...3 Phon mehr, als nach dem Energieadditionsgesetz zu erwarten wäre.

Die beiden erstgenannten Autoren verwendeten als Schallquellen Rundfunkempfänger. Die Laufzeitdifferenz wurde entweder durch Aufstellung der Empfänger in verschiedenem Abstand vom Beobachter erzielt oder bei gleichem Abstand durch eine doppelte verzögerte Schallplattenabtastung erreicht. Die subjektive Messung der Lautstärke erfolgte in beiden Arbeiten mittels eines Geräuschmessers nach BARKHAUSEN [15], d. h. durch Lautstärkevergleich mit einem 800 Hz-Klang.

Obwohl bereits AIGNER und LÜBCKE angegeben hatten, daß die Größe des von ihnen festgestellten Effektes nur unwesentlich von der Laufzeitdifferenz abhängt, solange diese unter der Verwischungsschwelle bleibt, sollte im Zusammenhang mit dieser Arbeit der Einfluß verschieden großer Laufzeiten



untersucht werden. Die Lautstärkeerhöhung wurde im Gegensatz zu anderen Autoren nicht mit einem Lautstärkemesser, sondern durch direkten Vergleich eines Schalleindrucks ohne Echo mit demselben Schalleindruck bei Vorhandensein eines Echos gemessen. Überraschenderweise konnte mit dieser Versuchsanordnung keine größere Lautstärkeerhöhung als die bei Anwendung des Energieadditionsgesetzes zu erwartende, nämlich 3 Phon, festgestellt werden. Es wurde die Laufzeit innerhalb der Verwischungsschwelle geändert und die Einfallsrichtungen von direktem Schall und Echo variiert. Es wurde die Klangfarbe des Echos geändert, wobei darauf geachtet wurde, daß Primär- und Echolautsprecher für sich allein denselben Lautstärkeindruck hervorriefen. Das Experiment wurde sowohl im Freien als auch in einem geschlossenen Raum mit verschiedenen Beobachtern durchgeführt. Immer aber blieb die durch ein Einfachecho gleicher Intensität hervorgerufene Lautstärkeerhöhung 3 Phon.

Eine Erklärung für den Unterschied dieses Ergebnisses gegenüber den Resultaten früher angestellter Untersuchungen ist vielleicht in der Art der Feststellung des Lautstärkezuwachses zu suchen. Während hier die Klangeindrücke direkt miteinander verglichen werden konnten, wurde dort ihre Lautstärke einzeln durch Vergleich mit einem Geräusch, dessen Intensität sich nur in Stufen von 5 zu 5 Phon variieren ließ, festgestellt. Weiter fiel bei der Lektüre früherer Arbeiten auf, daß keiner der Autoren erwähnte, daß der Echolautsprecher akustisch nicht lokalisierbar war. Möglicherweise ist auch der Grund der früheren Ergebnisse z. T. in der Unvollkommenheit der damaligen elektroakustischen Übertragungsanlagen zu suchen.

Zusammenfassend kann auf Grund der vorstehenden Untersuchungen gesagt werden, daß ein Einfachecho mit kleiner Laufzeitdifferenz infolge der Trägheit unseres Gehörapparates nicht als Echo wahrgenommen werden kann. Wir empfinden lediglich eine Zunahme der Lautstärke, die dem Energieadditionsgesetz entspricht, und eine angenehme Änderung des Klangeindrucks, d. h. eine scheinbare Verbreiterung der Schallquelle.

#### 4. Untersuchungen bei großen Laufzeitdifferenzen

Erreicht die Laufzeitdifferenz des Echos einen bestimmten Wert, so beginnen wir Primärschall und Echo getrennt wahrzunehmen. Bei weiterer Vergrößerung des Laufzeitunterschiedes leidet die Deutlichkeit des Klangbildes, d. h. bei Sprache die Verständlichkeit. Wir können zwar die Störung infolge unserer Konzentrationsfähigkeit bis zu einem gewissen Grad unterdrücken, doch wirkt dann längeres

Zuhören ermüdend. Wird die Echolaufzeit weiter vergrößert, sinkt die Verständlichkeit stark ab.

Es war naheliegend, den Einfluß eines Echos auf die Verständlichkeit von Sprache nach dem Silbenverständlichkeits-Meßverfahren zu untersuchen [16]. Es stellte sich jedoch heraus, daß dieses Verfahren ungeeignet war. Auch mehrsilbige Logatome oder die Überlagerung eines Störgeräusches brachten nicht den gewünschten Erfolg.

Es wurde daher eine neue Methode zur Beurteilung der durch Echoeinflüsse hervorgerufenen Störung entwickelt, die den Verhältnissen der Praxis weitgehend entspricht und die selbst mit einer geringen Anzahl von Versuchspersonen noch brauchbare Ergebnisse liefert. Den Beobachtern wurde fortlaufender Sprachtext zu Gehör gebracht, der durch Echoeinwirkung verschieden stark gestört war, wobei das Ausmaß der Störung sprunghaft geändert wurde. Die Zuhörer hatten durch Ja-Nein-Entscheidung zu vermerken, ob sie sich durch das Echo gestört fühlten oder nicht. Als „störend“ wurde ein Echo dann bezeichnet, wenn es das Zuhören unangenehm anstrengend machte, wobei der Text u. U. noch voll verständlich sein konnte.

Um statistisch zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, wurde die Anzahl der Beobachter groß gewählt. Sie schwankte zwischen 50 und 100 Personen. Aus technischen Gründen mußte auf eine Durchführung im Freien verzichtet und die Untersuchungen in einem geschlossenen Raum vorgenommen werden. Seine mittlere Nachhallzeit in besetztem Zustand betrug 0,8 s. Um das Energieverhältnis und die Laufzeitdifferenz von Primär- und Echolautsprecher an allen Punkten des Raumes möglichst gleich groß zu erhalten, wurden die Lautsprecher in geringem Abstand voneinander an der Stirnseite aufgestellt und waren auf die Zuhörer gerichtet. Der Lautsprecherabstand bis zur ersten Beobachterreihe betrug 4 m, so daß die Lautstärke für alle Versuchspersonen praktisch konstant war. Sie betrug ca. 55 Phon. Als Meßtext kam fortlaufende Sprache mit einer Sprechgeschwindigkeit von 5,3 Silben/s zur Verwendung.

##### a) Einfluß der Sprechgeschwindigkeit

Intensität und Klangfarbe von Primärschall und Echo waren einander gleich. Es wurden drei Meßreihen mit verschiedenen Sprechgeschwindigkeiten durchgeführt, und zwar mit 3,5 Silben/s, 5,3 Silben/s und 7,4 Silben/s. Innerhalb dieses Bereiches liegen normalerweise die Sprechgeschwindigkeiten.

Abb. 3 stellt das Ergebnis dieser Messungen dar. Es ist die prozentuale Anzahl der sich gestört fühlenden Beobachter in Abhängigkeit von der



Echolaufzeitdifferenz aufgetragen. Bei Kurve II, wie sie für eine Sprechgeschwindigkeit von 5,3 Silben/s gefunden wurde, sind zur Veranschaulichung der Größe der Streuungen die einzelnen Meßpunkte, die zwei unter gleichen akustischen Bedingungen durchgeführte Messungen mit verschiedenen Beobachtern lieferten, dargestellt durch kreis- und dreieckförmige

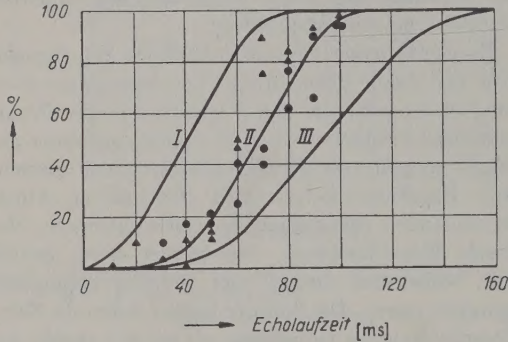


Abb. 3. Echostörung in Abhängigkeit von der Sprechgeschwindigkeit;  
I. 7,4 Silben/s,  
II. 5,3 Silben/s,  
III. 3,5 Silben/s.

Punkte, eingetragen. Man erkennt, daß bei Laufzeitunterschieden über 40 ms der Anteil der sich durch das Echo gestört fühlenden Beobachter schnell zunimmt und bei 100 ms Laufzeitdifferenz 100% erreicht.

Die Auswertung der Meßpunkte erfolgte so, daß durch sie in möglichst guter Annäherung eine in ihrem mittleren Teil geradlinig verlaufende Kurve gelegt und als kritischer Wert der Laufzeitdifferenz derjenige angesehen wird, bei dem 50% der Beobachter eine Störung empfinden. Er beträgt somit bei Kurve II 68 ms, und es kann angenommen werden, daß dieser Wert die Verhältnisse recht gut kennzeichnet. Versucht man, durch die kreisförmigen und dreieckförmigen Meßpunkte in Abb. 3 zwei verschiedene Kurven zu ziehen, so erkennt man, daß dadurch der Wert der kritischen Laufzeitdifferenz nur unwesentlich beeinflusst wird. Wenn man bedenkt, daß bei durchschnittlich 80 Beobachtern und 25 Meßpunkten in einer Kurve 2000 Urteile enthalten sind, so kann man annehmen, daß den Erfordernissen der Statistik weitgehend Rechnung getragen wurde.

Die kritische Laufzeitdifferenz ist von der Sprechgeschwindigkeit abhängig und beträgt für schnell gesprochenen Text (7,4 Silben/s) 40 ms, für normale Sprechgeschwindigkeit (5,3 Silben/s) 68 ms und für getragene Sprache (3,5 Silben/s) 92 ms. Sie ist etwa der Sprechgeschwindigkeit umgekehrt proportional. Aus dem Ergebnis dieser Messung erkennt man, daß

in einem Raum, in dem der Zuhörer langsam vorge-tragener Sprache noch ungestört folgen kann, bei steigender Sprechgeschwindigkeit bereits Echostörungen auftreten können.

#### b) Einfluß der Echointensität

Die Sprechgeschwindigkeit betrug 5,3 Silben/s, die Klangfarben von Primärschall und Echo waren gleich. Die Intensität des Echos wurde stufenweise variiert, und zwar betrug der Unterschied zur Intensität des direkten Schalles + 10 db, 0 db, - 3 db, - 6 db und - 10 db. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 4 dargestellt. Daraus erkennt man quantitativ, wie sich die Echostörung durch eine Schwächung der Echointensität vermindern läßt, was man bekanntlich in Räumen durch Anbringen von Schallschluckstoffen auf reflektierende Flächen erzielen kann.

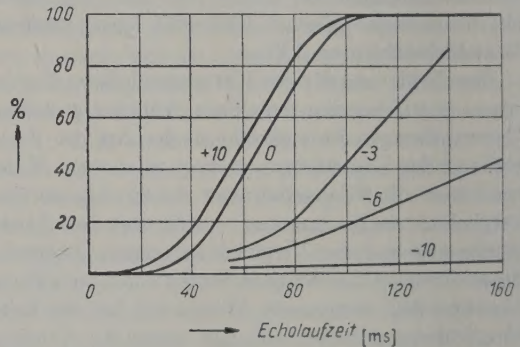


Abb. 4. Echostörung in Abhängigkeit von der Intensität des reflektierten Schalles (die eingetragenen Zahlen geben die Intensitätsunterschiede des Echos gegenüber dem direkten Schall in db an).

Während für den Fall, daß die Echointensität gleich der Primärschallintensität ist, sich wieder eine kritische Laufzeitdifferenz von 68 ms ergibt, steigt diese schon bei einer Schwächung des Echos um 3 db auf 108 ms an, bei einer Schwächung um 6 db auf ca. 175 ms und bei einer Schwächung um 10 db tritt praktisch überhaupt keine Störung mehr auf.

Eine Steigerung der Echointensität um 10 db, wie sie beispielsweise durch Schallkonzentrierung infolge gekrümmter Raumbegrenzungsflächen auftreten kann, z. B. bei Kuppeln oder Planetarien älterer Bauart, verkleinert die kritische Laufzeitdifferenz verhältnismäßig wenig unter den Wert bei gleicher Echointensität. Sie verringert sie nur von 68 ms auf 60 ms.

#### c) Einfluß der Echoklangfarbe

Die Sprechgeschwindigkeit des Textes war 5,3 Silben/s, Primär- und Echolautsprecher hatten



gleiche Intensität. Die Klangfarbenänderungen des Echos wurden auf elektrischem Wege dadurch erzeugt, daß die lineare Frequenzcharakteristik eines im Echokanal liegenden Verstärkers (Abb. 1) verzerrt wurde.

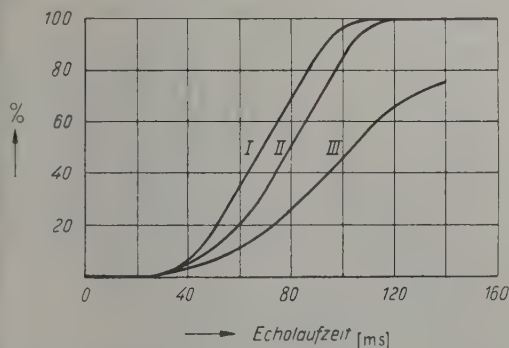


Abb. 5. Echostörung in Abhängigkeit von der Klangfarbe des Echos;

- I. Primärschall und Echo haben gleiche Klangfarbe,
- II. Tiefe Frequenzen des Echos sind gedämpft,
- III. Hohe Frequenzen des Echos sind gedämpft.

Das Meßergebnis zeigt Abb. 5. Kurve I gilt für den Fall gleicher Klangfarbe von Primärschall und Echo. Die kritische Laufzeitdifferenz ist hier wie früher auch 68 ms. Kurve II mit einer kritischen Laufzeitdifferenz von 80 ms wurde bei einer Schwächung der tiefen Frequenzen des Echos erhalten (allmählicher Dämpfungsanstieg der Frequenzen unter 300 Hz, Dämpfung bei 100 Hz: -5 db). Das Ansteigen der kritischen Laufzeitdifferenz ist hier zum Großteil auf die mit der Dämpfung der tiefen Frequenzen verbundene Energieabnahme des Echos zurückzuführen. Bei Dämpfung der hohen Echofrequenzen (allmählicher Dämpfungsanstieg der Frequenzen über 1000 Hz, Dämpfung bei 10 kHz: -15 db) ergab sich Kurve III mit einer kritischen Laufzeitdifferenz von 105 ms. Die Erhöhung der kritischen Laufzeitdifferenz ist hier allein auf das Fehlen der hohen Echofrequenzen zurückzuführen. Eine Verringerung der Echolautstärke war nicht feststellbar, da die Frequenzen über 1000 Hz nur noch sehr wenig zur Gesamtenergie der Sprache beitragen. Abb. 5 liefert somit die quantitative Grundlage für die bekannte Erfahrung, daß man zur Verringerung von Echostörungen die störenden Reflexionsflächen mit porösen Schluckstoffen belegt, um dadurch vor allem eine große Dämpfung der hohen Frequenzen zu erzielen.

Der Grund für die frequenzabhängige Störeffindlichkeit des menschlichen Gehörorgans durch Echos ist noch nicht bekannt. Vielleicht liegt er in

einer frequenzabhängigen Größe der Zeitkonstanten für An- und Abklingvorgänge.

#### d) Einfluß der Lautstärke

Die Sprechgeschwindigkeit bei dieser Messung war 5,3 Silben/s. Primär- und Echolautsprecher hatten gleiche Intensität und Klangfarbe. Die Intensität beider Lautsprecher wurde gleichzeitig stufenweise variiert, und zwar, um den Verhältnissen der Praxis nahezukommen, nach kleineren Lautstärken hin, zwischen 55, 45 und 35 Phon. Es ergab sich bei diesem Versuch, daß das Verändern der allgemeinen Lautstärke im Bereich zwischen 55... 35 Phon keinen Einfluß auf das Ausmaß der subjektiv empfundenen Echostörung hatte.

#### e) Einfluß der Herkunftsrichtung des Echos

Primär- und Echolautsprecher hatten gleiche Intensität, die Sprechgeschwindigkeit betrug 5,3 Silben/s. Diese Untersuchung wurde mit mehreren kleinen Gruppen von sechs Personen angestellt, um zu garantieren, daß die Herkunftsrichtung des Echos für alle Beobachter gleich war, da der Lautsprecherabstand nicht beliebig groß gemacht werden konnte. Die Messungen wurden, um saubere Versuchsbedingungen zu erhalten, im Freien durchgeführt. Dabei erhielten die Beobachter den direkten Schalleindruck immer von vorn, während die Echos, deren Laufzeit sprunghaft geändert wurde, aus elf verschiedenen Richtungen kamen. Es ergab sich, daß die Störung nur in verhältnismäßig geringem Ausmaß von der Echorichtung abhängig ist. Das geringe Ansteigen der kritischen Laufzeitdifferenzen bei seitlichen Echoeinfallrichtungen dürfte auf die dabei auftretende Intensitätsabnahme am abgewandten Ohr gegenüber dem direkten Schalleindruck zurückzuführen sein.

#### f) Einfluß des Raumnachhalls

Bei den vorhergehenden Messungen im Freien ergab sich im Mittel eine kritische Laufzeitdifferenz von 44 ms im Gegensatz zu 68 ms bei früheren Untersuchungen im geschlossenen Raum. Dies läßt darauf schließen, daß die Größe der Raumnachhallzeit ebenfalls von Einfluß auf die kritische Echolaufzeitdifferenz ist. Um festzustellen, ob eine weitere Vergrößerung der Raumnachhallzeit auch eine Zunahme der kritischen Laufzeitdifferenz bewirkt, wurde eine Messung in einem Raum mit einer mittleren Nachhallzeit von 1,6 s vorgenommen.

Primär- und Echolautsprecher strahlten mit gleicher Intensität und Klangfarbe so, daß die Lautstärke am Beobachtungsort ca. 55 Phon betrug. Die Sprechgeschwindigkeit war 5,3 Silben/s. Bei



der so durchgeführten Messung ergab sich eine kritische Laufzeitdifferenz von 78 ms. Abb. 6 stellt den Einfluß der Nachhallzeit auf das Ausmaß der subjektiv empfundenen Echostörung dar und ist aus den Ergebnissen dieser und früherer Messungen zusammengestellt. Man erkennt, daß bei zunehmender Nachhallzeit die kritische Laufzeitdifferenz vergrößert wird.

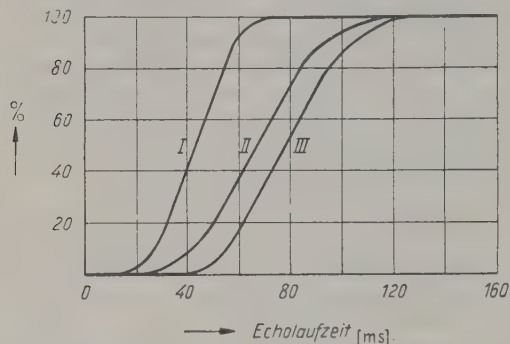


Abb. 6. Echostörung in Abhängigkeit von der Raumnachhallzeit;

- I. Nachhallzeit 0 s,
- II. Nachhallzeit ca. 0,8 s,
- III. Nachhallzeit ca. 1,6 s.

Offenbar verdeckt der Nachhall etwas die Erkennbarkeit der Echos bei kleinen Laufzeitdifferenzen. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß größere Nachhallzeiten allein bereits einen ungünstigen Einfluß auf die Verständlichkeit von Sprache haben.

Zum Schluß dankt der Verfasser Herrn Prof. Dr. E. MEYER für die Anregung zur vorliegenden Arbeit und das fördernde Interesse, das er ihr entgegenbrachte.

Dank gebührt auch seinen Mitarbeitern für manch wertvollen Hinweis und den Zeitaufwand bei der Teilnahme an den Echountersuchungen. Schließ-

lich sei noch ein Wort des Dankes an die zahlreichen Beobachter für die Mitwirkung bei den Messungen gerichtet.

(Eingegangen am 21. August 1950.)

#### Schrifttum

- [1] PETZOLD, F., Elementare Raumakustik. Bauwelt Verlag, Berlin 1927, S. 8.
- [2] DECKER, H., Eine Verzögerungsleitung für Messung und Vorführung von Laufzeitwirkungen in Fernmeldesystemen. Elektr. Nachr. Techn. **8** [1931], 516.
- [3] STUMPP, H., Experimentalbeitrag zur Raumakustik. Beihefte zum Gesundheitsing., Reihe II, H. 17 [1936].
- [4] v. BÉKÉSY, G., Über das Richtungshören bei einer Zeitdifferenz oder Lautstärkeungleichheit. Phys. Z. **31** [1930], 824, 857.
- [5] REICH, M. u. BEHRENS, H., Das Richtungsempfinden bei Tönen und Klängen. Z. techn. Phys. **14** [1933], 6.
- [6] DE BOER, K., Plastische Klangwiedergabe. Philips' techn. Rdsch. **5** [1940], 108.
- [7] WARNCKE, H., Die Grundlagen der raumbezüglichen stereophonischen Übertragung im Tonfilm. Akust. Z. **6** [1941], 174.
- [8] LINON, A., Das Küchenmeister-Intervall und das Ultraphon. Z. VDI **70** [1926], 33.
- [9] CREMER, L., Geometrische Raumakustik. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1948, S. 126.
- [10] v. BÉKÉSY, G., Zur Theorie des Hörens. Phys. Z. **30** [1929], 118.
- [11] STEUDEL, U., Über Empfindung und Messung der Lautstärke. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **41** [1933], 116.
- [12] BÜCK, W., KOTOWSKY, P. u. LICHT, H., Die Lautstärke von Knacken, Geräuschen und Tönen. Elektr. Nachr. Techn. **12** [1935], 278.
- [13] AIGNER, F. u. STRUTT, M. J. O., Über eine physiologische Wirkung mehrerer Schallquellen auf das Ohr und ihre Anwendung auf die Raumakustik. Z. techn. Phys. **15** [1934], 355.
- [14] LÜBCKE, E., Über die Zunahme der Lautstärke bei mehreren Schallquellen. Z. techn. Phys. **16** [1935], 77.
- [15] BARKHAUSEN, H., Ein neuer Schallmesser für die Praxis. Z. techn. Phys. **7** [1926], 599.
- [16] PANZERBIETER, H. u. RECHTEN, A., Subjektive Bestimmung der Güte von Fernsprechanlagen. Arch. techn. Messen V 3719—3, Dez. 1942.

#### The Physical Society of London — Acoustics Group

It is again possible to report a very successful year in respect of meetings, discussions and other activities on the part of the Group. The wide range of subjects considered may be seen from the list of Science Meetings held: —

16th March 1950	P. H. Parkin	The transmission of sound in buildings.	14th December 1950	K.W. Hillier and others	The dynamic properties of resilient materials.
25th April 1950	D. B. Fry and others	The technique of subjective measurements.	18th January 1951	W. A. Allen and H. Creighton	The arrangement of large orchestras and the design of concert platforms.
10th October 1950	E. A. G. Shaw	The rectangular acoustic wave-guide.	22nd February 1951	W. H. George	The acoustics of the piano.
25th October 1950	E. W. Ayers and J. Y. Morton	The subjective calibration of bone-conduction receivers for hearing aids.	15th March 1951	A. H. Cottrell and others	Internal friction of solids.
			5th April 1951	G. F. Dutton	The stimulation sound perspective on two channels.
			5th April 1951	P. H. Parkin	The HAA8 effect.



# RÉGIME SONORE D'UNE SALLE APRÈS L'EXTINCTION DE LA SOURCE\*

par M. BARKECHLI  
(Université de Téhéran)

## Sommaire

Lorsqu'une source sonore, fonctionnant dans une salle, est arrêtée brusquement, il s'établit un régime libre, dont la théorie élémentaire prévoit l'extinction suivant une loi exponentielle avec un amortissement qui ne dépend que du volume de la salle et de l'absorption totale de ses revêtements. Une étude théorique suivie de vérifications expérimentales faites dans la salle réverbérante du CENTRE DE RECHERCHES SCIENTIFIQUES, INDUSTRIELLES ET MARITIMES DE MARSEILLE ont montré que dans une salle parallélépipédique à absorption localisée, le temps de réverbération varie avec la position de l'absorbant. La théorie de SABINE est insuffisante pour la mesure en laboratoire des coefficients d'absorption. Toutefois, elle donne la seule approximation utilisable dans les aigus. Pour les fréquences suffisamment basses, l'auteur développe une théorie plus précise permettant de prévoir les variations du temps de réverbération.

## Summary

When a source of sound, acting in a room, is suddenly stopped, a free regimen sets up, the extinction of which the elementary theory predicts, following an exponential law with an attenuation which depends only upon the volume of the room and the total absorption of its lining. A theoretical study, followed by experimental verification done in the reverberation room at the CENTRE DE RECHERCHES SCIENTIFIQUES, INDUSTRIELLES ET MARITIMES DE MARSEILLE, has shown that in a parallelepiped-shaped room with located absorption, the reverberation time changes with the position of the absorbent. The theory of SABINE is insufficient for measurement in the laboratory of coefficients of absorption. However, it gives the only usable approximation for high-pitched sounds. For low enough frequencies the author develops a more precise theory, making it possible to predict the variations of the reverberation time.

## Zusammenfassung

Die elementare Nachhalltheorie besagt, daß das freie Schallfeld, das in einem Raume nach dem Abschalten eines Schallgebers existiert, exponentiell abklingt. Die Nachhallzeit soll nur vom Raumvolumen und dem gesamten Schallschluckvermögen abhängen. Eine theoretische Abhandlung und deren experimentelle Überprüfung im Nachhallraum des „CENTRE DE RECHERCHES SCIENTIFIQUES, INDUSTRIELLES ET MARITIMES DE MARSEILLE“ zeigen, daß in einem parallelepipedischen Raum mit räumlich konzentrierter Schallschluckung die Nachhallzeit vom Ort des Schallschluckmaterials abhängt. SABINES Theorie stellt sich als unzuverlässig heraus für Schallschluckmessung im Laboratorium. Sie gibt aber die einzige brauchbare Näherung für hohe Töne. Für genügend tiefe Frequenzen wird eine genauere Theorie gegeben, mit Hilfe derer man die Nachhallzeit im voraus berechnen kann.

## Table de Matières

### Introduction

#### 1. Absorption nulle

- a) Régime libre,      b) Régime forcé.

#### 2. Absorption infiniment petite et uniforme

- a) Régime libre,      b) Régime forcé.

#### 3. Influence d'un absorbant localisé sur le régime d'extinction d'une salle parallélépipédique

- a) Une seule fréquence propre est excitée,  
Variation du temps de réverbération,  
Cas particuliers;  
b) Plusieurs fréquences propres sont excitées;  
b 1) L'absorption est indépendante de la fréquence,

- b 2) L'absorption varie d'une quantité infiniment petite d'une fréquence à l'autre,

- b 3) Variation de l'absorption est notable d'une fréquence à l'autre.

#### 4. Vérifications expérimentales

- a) Expériences concernant la source sonore,  
Oscillateur à battement,  
Influence du spectre de la source;  
1. Spectre continu,  
2. Modulation de fréquence.  
b) Expériences sur l'absorption,  
Appareillage;  
Expériences réalisées:  
1. Essais à 50 p/s  
α) Panneau de  $1 \times 1 \text{ m}^2$   
Résultats  
β) Panneau de  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$

\* Travail fait au CENTRE DE RECHERCHES SCIENTIFIQUES, INDUSTRIELLES ET MARITIMES DE MARSEILLE.

## 2. Essais à 1000 p/s

α) Panneau de  $1 \times 1 \text{ m}^2$ β) Panneau de  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ 

Interprétation

## Conclusion

## Introduction

Lorsqu'une source sonore qui fonctionnait dans une salle est arrêtée brusquement, il s'établit dans la salle un régime libre, dont la théorie élémentaire prévoit l'extinction suivant une loi exponentielle avec un amortissement qui ne dépend que du volume de la salle et de l'absorption totale de ses revêtements.

Il a paru important d'examiner de plus près la nature de ce régime, en fonction, tant de l'excitation existant dans la phase précédant l'extinction, que des conditions aux limites exactes sur les parois de la salle, c'est-à-dire de la répartition spatiale des absorbants.

Nous étudierons dans ce qui suit le problème simple d'une enceinte parallélépipédique, d'abord pour le cas de parois parfaitement rigides (non absorbantes), puis dans celui où leur absorption est différente de zéro, tout en restant infiniment petite. Dans ce dernier cas on envisagera soit une absorption uniformément répartie, soit la superposition à celle-ci, d'une absorption complémentaire sur une portion localisée des parois.

Tous ces cas, que nous traiterons d'abord théoriquement, ont pu faire l'objet de vérifications expérimentales dans la salle réverbérante du Centre de Recherches S. I. M. de Marseille qui est précisément parallélépipédique (Fig. 1).

## 1. Absorption nulle

Nous commencerons par rappeler quelques résultats classiques.

a) Régime libre. Le régime libre d'une salle est celui dans lequel l'enceinte close est, après l'excitation, abandonnée à elle-même. Si la salle ne dissipait aucune énergie, ce que nous supposons en premier lieu, le son y subsisterait indéfiniment et sa répartition correspondrait au problème de NEUMANN élargi avec conditions aux limites homogènes. Le potentiel des vitesses acoustiques ( $\Phi$ ) doit satisfaire:

1. à l'équation des petits mouvements

$$\Delta \Phi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$v = \sqrt{\gamma P_0 / \rho}$  étant la vitesse du son dans l'air,  $P_0$  et  $\rho$  la pression et la masse spécifique uniformes de l'air au repos, et  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques de l'air à pression et à volume constants à l'état  $P_0$ ,  $\rho$ .

2. aux conditions aux limites

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0, \quad (2)$$

$n$  désignant la demi-normale extérieure à la surface limitrophe de l'air et dirigée vers l'intérieur de la matière de la paroi.

Nous chercherons à ce problème une solution de la forme:

$$\Phi = \text{partie réelle } \varphi(x, y, z) e^{i 2 \pi \nu t}. \quad (3)$$

Ainsi on a une répartition de la pression acoustique ( $\delta P$ ) définie par:

$$\delta P = 2 \pi \rho v \varphi (A \sin 2 \pi \nu t + B \cos 2 \pi \nu t). \quad (4)$$

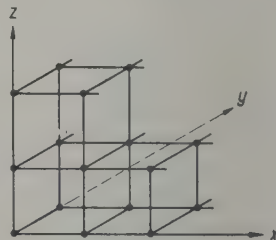


Fig. 2.

Schéma de réseaux de  $\lambda/2$ , l'axe des  $x$  suivant la longueur de la salle, l'axe des  $y$  suivant la largeur  $b$  et l'axe des  $z$  suivant la hauteur  $c$ .

Dans le cas d'une salle parallélépipédique cette répartition représente une suite de noeuds et de ventres de pression équidistants, formant des réseaux de maille  $\lambda/2$  (voir Fig. 2). La fréquence correspondante ( $\nu$ ) doit satisfaire à l'équation:

$$\nu_{p,q,r} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{p}{a}\right)^2 + \left(\frac{q}{b}\right)^2 + \left(\frac{r}{c}\right)^2} = \frac{v}{\lambda}, \quad (5)$$

qu'on déduit de la solution:

$$\varphi_{p,q,r} = \cos \frac{p \pi x}{a} \cdot \cos \frac{q \pi y}{b} \cdot \cos \frac{r \pi z}{c}. \quad (6)$$

$a, b, c$ , étant les dimensions de la salle et  $p, q, r$  trois nombres entiers. L'état vibratoire de la salle est considéré par l'un ou l'autre des groupes des nombres  $p_1, q_1, r_1, p_2, q_2, r_2, p_h, q_h, r_h$  caractérisant  $\nu_{p_1 q_1 r_1}, \nu_{p_2 q_2 r_2}, \nu_{p_h q_h r_h}$ : la salle vibre sur des fréquences propres.

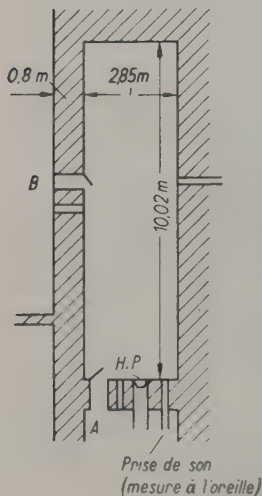


Fig. 1.

Chambre de réverbération;  
Porte A:  $h = 1,75 \text{ m}$ ,  
 $l = 0,61 \text{ m}$ ;  
Porte B:  $h = 1,61 \text{ m}$ ,  
 $l = 0,61 \text{ m}$ ;  
Hauteur de la salle  
 $= 2,56 \text{ m}$ .



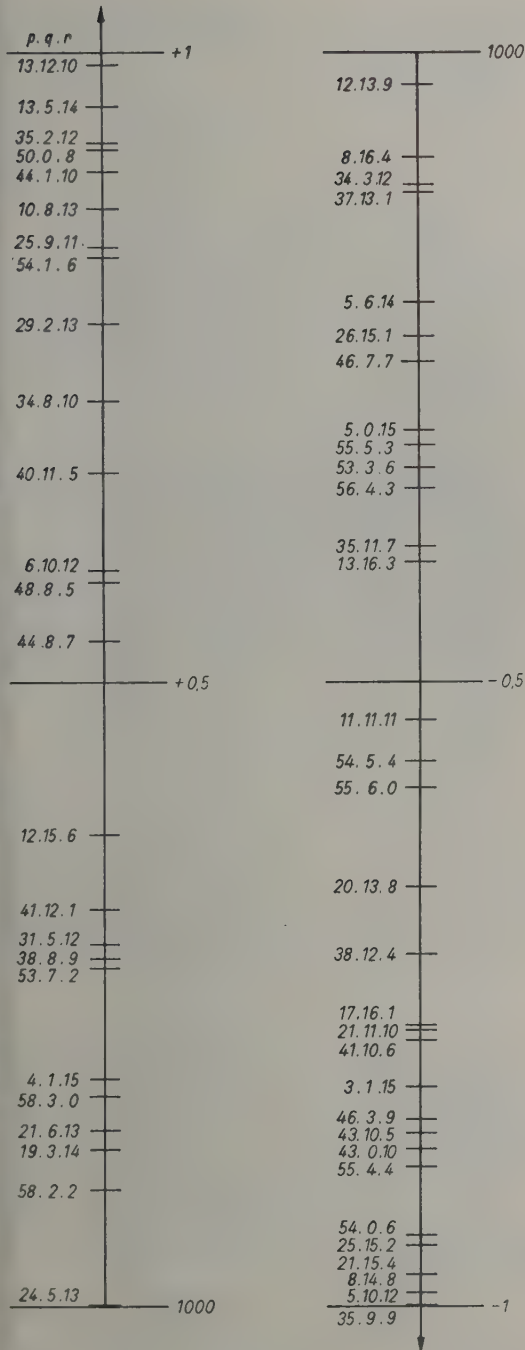


Fig. 3. Le spectre de fréquences propres de la salle réverbérante du C. R. S. I. M. dans la région comprise entre 999 p/s et 10001 p/s, caractérisé par les groupes  $p, q, r$ .

La présence des deux jeux de valeurs  $a, b, c$  et  $p, q, r$  rend très grand le nombre des fréquences pro-

pres et l'on conçoit qu'une variation infime de l'état du système suffise à passer d'un régime  $p_1, q_1, r_1$  à un autre  $p_2, q_2, r_2$ , ces régimes étant d'autant plus voisins que la fréquence considérée est plus grande. En effet le nombre  $dN$  de fréquences propres comprises entre deux systèmes voisins caractérisés par  $v$  et  $v + dv$  est défini par  $M_{AA}$  [1]:

$$dN = \left[ \frac{4\pi}{v^3} \cdot abc \cdot v^2 + \frac{\pi}{v^2} \cdot (ab + bc + ac) v + \frac{1}{2v} \cdot (a + b + c) \right] dv. \quad (7)$$

Il croît paraboliquement avec la fréquence. Pour une salle ayant les dimensions données (Fig. 1) on trouve 25 fréquences environ correspondant à la bande de la fréquence  $v = 1000 \pm 0,5$  p/s. La Fig. 3 représente le mode de répartition de ces fréquences.

Au contraire, pour rencontrer au moins 3 raies dans la même salle, aux environs de la fréquence propre 51 p/s, il faut s'écarter de celle-ci de plus de 18 périodes de part et d'autre.

b) Régime forcé. Les vibrations libres ne peuvent exister que si elles ont été excitées, et cette excitation se fait en pratique au moyen d'une source préalablement en fonctionnement. Il est donc utile d'étudier le régime forcé des vibrations lorsque cette source fonctionne.

Nous supposons que l'excitation se fait (comme dans le cas de nos expériences) par une source encastrée dans une des parois, que nous considérons comme un piston de surface  $s$  communiquant une vitesse sinusoïdale  $v_s$  de fréquence  $f$ .

Tant que la source excitatrice fonctionne, nous sommes en régime forcé: la salle est soumise à des vibrations sonores ayant la fréquence imposée  $f$ .

Nous allons analyser brièvement ce régime d'après VAN DEN DUNGEN [2].

Les conditions aux limites dans ce cas, sont

$$\left. \begin{array}{l} \text{en tous les points de } s \quad \frac{\partial \Phi}{\partial n} = v_s, \\ \text{en tous les points de } S-s \quad \frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0, \end{array} \right\} \quad (8)$$

$S$  étant la surface intérieure de la salle, et le potentiel des vitesses sera présenté par

$$\Phi = \text{partie réelle } \varphi_0(x, y, z) e^{i 2\pi f t}, \quad (9)$$

devant satisfaire à l'équation (1), ce qui conduit à la solution définie par l'ensemble des équations:

$$\varphi_0 = -\frac{v^2}{4\pi^2 f^2} \Delta \varphi_0; \quad (10)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{en tous les points de } s \quad \frac{\partial \varphi_0}{\partial n} = v_0 \\ \text{en tous les points de } S-s \quad \frac{\partial \varphi_0}{\partial n} = 0 \end{array} \right\} \quad (11)$$

C'est un problème du type de NEUMANN.

L'état du régime est donc caractérisé par la somme du potentiel du mouvement forcé et d'une série de

termes constitués par les potentiels des vitesses correspondant aux fréquences propres de la salle. Les amplitudes de celles-ci sont à déterminer par les conditions initiales: vitesse et variation de pression nulle en tout point du volume.

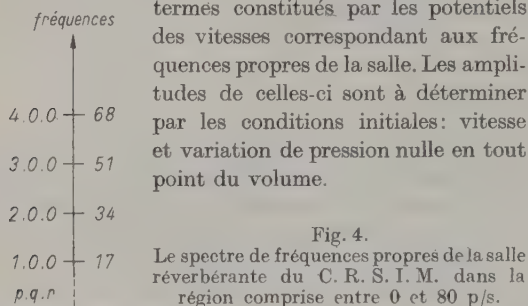


Fig. 4.

Le spectre de fréquences propres de la salle réverbérante du C.R.S.I.M. dans la région comprise entre 0 et 80 p/s.

## 2. Absorption infiniment petite et uniforme

Le passage d'une salle sans absorption à une salle avec absorption uniforme ne modifie pas sensiblement la forme de la répartition. Il se traduit par l'adjonction à la solution périodique d'un décrement et d'un déphasage qui restent toujours faibles dans les conditions expérimentales rencontrées dans les chambres réverbérantes. Pour cette étude encore, nous suivrons VAN DEN DUNGEN.

### a) Régime libre

En régime libre et en l'absence d'absorption, le potentiel des vitesses acoustiques ( $\Phi$ ) dans un espace clos est représenté par la partie réelle de la fonction  $\varphi(x, y, z) e^{i 2 \pi \nu t}$ . Quand il y a absorption, on peut faire intervenir dans l'expression de  $\Phi$  une fonction  $\psi$  de correction telle que

$$\Phi = \text{partie réelle } (\varphi + i\psi) e^{(\alpha + i 2 \pi \nu) t}, \quad (12)$$

le décrement  $\alpha$  indiquant l'amortissement des oscillations. La fonction  $\psi$  et le nombre  $\alpha$  dépendent de la valeur de l'absorption et par conséquent de l'admittance mécanique  $A$  par unité de surface de la paroi. Les conditions aux limites sont dans ce cas représentées pour tous les points des parois absorbantes par l'équation:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = -A \delta P. \quad (13)$$

Quand l'absorption est faible (admittance infiniment petite), ce qui est le cas considéré, le décrement logarithmique (8) dans la formule de SABINE:

$$I = I_0 e^{-\delta t} \quad (14)$$

( $I$  = intensité sonore) est donné, en tenant compte de l'équation des petits mouvements (1) et de la condition de possibilité, par

$$\delta_h = -2 \alpha_h = v \frac{\int_S A \varphi v \varphi_h^2 dS}{\int_V \varphi_h^2 dV} \quad (15)$$

(en négligeant les infiniments petits d'ordre supérieur au premier),  $V$  étant le volume de l'enceinte close.

Ainsi  $\alpha_h$  est une quantité négative indiquant que les oscillations propres de l'espace clos faiblement absorbant sont des fonctions sinusoïdales amorties du temps.

Deux hypothèses qui se prêtent au calcul sont les suivantes:

1. L'admittance est considérée comme constante pour chaque face d'une salle parallélépipédique, mais différente d'une face à l'autre.

2. Elle garde une valeur constante dans chacune des mailles d'un réseau orthogonal formé de parallèles distantes de  $a/p$  et de  $b/q$  sur les faces perpendiculaires à l'axe des  $z$ , mais varie d'une maille à l'autre.

Dans ces cas, en tenant compte de la valeur de  $\varphi_{p,q,r}$  (6), la formule (15) se transforme en:

$$\delta_{p,q,r} = -2 \alpha_{p,q,r} = \frac{v}{V} \int_S 2 A \varphi v dS, \quad (16)$$

valeur dans laquelle l'intégrale de surface ne dépend pas de  $\varphi$ .

Quand l'absorption est uniforme et par conséquent l'admittance  $A$  reste constante en tous les points des parois, la formule (16) peut s'écrire:

$$\delta = 2 \alpha = \frac{2v}{V} \cdot A \varphi v S. \quad (17)$$

### b) Régime forcé

Dans ce cas le potentiel des vitesses peut être présenté sous la forme

$$\Phi = \text{partie réelle } (\varphi_0 + i\psi_0) e^{i 2 \pi f t}, \quad (18)$$

avec la fonction  $\psi_0$  de correction à déterminer; les conditions aux limites sont

$$\left. \begin{array}{l} \text{en tous les points de } s \quad \frac{\partial \Phi}{\partial n} = -A \delta P + v_s, \\ \text{en tous les points de } S-s \quad \frac{\partial \Phi}{\partial n} = -A \delta P. \end{array} \right\} \quad (19)$$

En tenant compte de l'équation des petits mouvements (1) et de la condition de possibilité, le potentiel trouve l'expression:



$$\Phi = \varphi_0 \cdot \cos 2\pi ft - \psi_0 \cdot \sin 2\pi ft, \quad (20)$$

qui, ajouté à une série de termes constitués par les potentiels des vitesses correspondant aux fréquences propres, détermine l'état vibratoire du régime, état qui tend vers une forme stable quand les oscillations propres seront amorties par l'effet de l'absorption.

### 3. Influence d'un absorbant localisé sur le régime d'extinction d'une salle parallélépipédique

L'extinction commence à partir de l'instant où la source cesse de fonctionner. SABINE a énoncé à propos de l'extinction des lois exponentielles dont l'une suppose que l'influence d'un absorbant localisé sur la réduction de la durée du temps de réverbération est indépendant de sa position. Nous allons examiner de plus près la loi de cette influence.

Dès l'instant où la source cesse d'émettre, le régime de la salle est caractérisé par une série de termes constitués par les potentiels des vitesses correspondant aux fréquences propres de la salle, dont les amplitudes ont des valeurs telles que le potentiel de l'extinction et sa dérivée par rapport au temps se raccorde sans discontinuité à celui du régime forcé, à l'instant même où la source cesse de fonctionner. Nous envisagerons les deux cas suivants:

#### a) Une seule fréquence propre est excitée

Si l'admittance  $A$  par unité de surface varie d'un point à l'autre de la paroi d'une façon arbitraire, ou subit une variation localisée — cas d'un panneau de dimensions petites par rapport à celles des parois — la formule (15) se transforme dans le cas d'une salle parallélépipédique en

$$\delta_{p,q,r} = -2\alpha_{p,q,r} = \frac{8v}{V} \int_S A \varphi_{p,q,r}^2 dS \quad (21)$$

et  $\delta_{p,q,r}$  dépendra de la position de l'absorbant.

En effet, dans un système d'axes ayant pour origine l'un des sommets du parallélépipède constituant la salle et dirigés suivant les arêtes issues de ce sommet,  $Ox$  suivant la longueur  $a$ ,  $Oy$  suivant la largeur  $b$  et  $Oz$  suivant la hauteur  $c$  (Fig. 5), on peut définir la position, sur chacune des six parois de la salle, du panneau de dimensions  $l, d$ , par les coordonnées de son centre  $P$ :  $(x, y)$ ,  $(x, z)$  et  $(y, z)$ . Le calcul

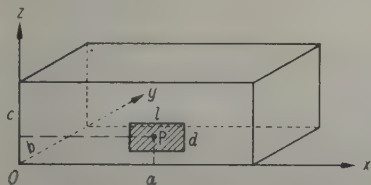


Fig. 5.  $a, b, c$ , les dimensions de la salle réverbérante,  $l, d$  celles de l'absorbant localisé supposé rectangulaire.

de  $\delta$  à partir de l'équation (21) conduit aux équations

$$\delta_{p,q,r} = \delta_0 + \frac{2v}{V} \cdot \varepsilon R \left( l + \frac{a}{p\pi} \cdot \sin \frac{p\pi l}{a} \cdot \cos \frac{2p\pi x}{a} \right) \cdot \left( d + \frac{b}{q\pi} \cdot \sin \frac{q\pi d}{b} \cdot \cos \frac{2q\pi y}{b} \right), \quad (22)_1$$

(sur les faces  $ab$ :  $z = 0$  et  $z = c$ ,  $l$   $Ox$  et  $d$   $Oy$ )

$$\delta_{p,q,r} = \delta_0 + \frac{2v}{V} \cdot \varepsilon R \left( l + \frac{a}{p\pi} \cdot \sin \frac{p\pi l}{a} \cdot \cos \frac{2p\pi x}{a} \right) \cdot \left( d + \frac{c}{r\pi} \cdot \sin \frac{r\pi d}{c} \cdot \cos \frac{2r\pi z}{c} \right), \quad (22)_2$$

(sur les faces  $ac$ :  $y = 0$  et  $y = b$ ,  $l$   $Ox$  et  $d$   $Oz$ )

$$\delta_{p,q,r} = \delta_0 + \frac{2v}{V} \cdot \varepsilon R \left( l + \frac{b}{q\pi} \cdot \sin \frac{q\pi l}{b} \cdot \cos \frac{2q\pi y}{b} \right) \cdot \left( d + \frac{c}{r\pi} \cdot \sin \frac{r\pi d}{c} \cdot \cos \frac{2r\pi z}{c} \right), \quad (22)_3$$

(sur les faces  $bc$ :  $x = 0$  et  $x = a$ ,  $l$   $Oy$  et  $d$   $Oz$ )

$\delta_0$  étant la valeur de  $\delta_{p,q,r}$  pour la salle vide (avant l'introduction de l'absorbant)

$$\delta_0 = \frac{2v}{V} \cdot AR (2ab + 2bc + 2ac), \quad (23)$$

$\varepsilon$  étant la différence entre l'admittance du panneau et celle de la paroi sur laquelle il est posé ( $A_{ran} = A_{Si} + \varepsilon$ ) et  $R$  la résistance acoustique de l'air ( $R = \rho v$ ).

#### Variation du temps de réverbération

A partir de  $\delta_{p,q,r}$  on peut calculer le temps de réverbération de la salle:

$$T_{p,q,r} = \frac{6}{\log e} \cdot \frac{1}{\delta_{p,q,r}}, \quad (24)$$

grandeur qui est accessible à l'expérience et qui varie autour d'une valeur moyenne  $T_m$ .

Les positions du panneau correspondant aux maxima et minima du temps de réverbération doivent satisfaire aux conditions

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T_{p,q,r}}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial T_{p,q,r}}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

sur les faces  $ab$ , ce qui conduit aux valeurs pour les  $\sin > 0$ :

$$\text{pour les maxima} \quad \left\{ \begin{aligned} x &= (2K + 1) \frac{a}{2p} \\ y &= (2K + 1) \frac{b}{2q} \end{aligned} \right. \quad (26)_1$$



$$\text{pour les minima} \quad \begin{cases} x = 2K \cdot \frac{a}{2p} \\ y = 2K \cdot \frac{b}{2q} \end{cases} \quad (26)_1$$

de même sur les faces  $ac$  on aura :

$$\text{pour les maxima} \quad \begin{cases} x = (2K + 1) \frac{a}{2p} \\ z = (2K + 1) \frac{c}{2r} \end{cases} \quad (26)_2$$

$$\text{pour les minima} \quad \begin{cases} x = 2K \cdot \frac{a}{2p} \\ z = 2K \cdot \frac{c}{2r} \end{cases}$$

et sur les faces  $bc$  :

$$\text{pour les maxima} \quad \begin{cases} y = (2K + 1) \frac{b}{2q} \\ z = (2K + 1) \frac{c}{2r} \end{cases} \quad (26)_3$$

$$\text{pour les minima} \quad \begin{cases} y = 2K \cdot \frac{b}{2q} \\ z = 2K \cdot \frac{c}{2r} \end{cases}$$

La Fig. 6 schématise les variations subies par le temps de réverbération selon la position du panneau suivant l'axe des  $x$ , sa cote  $z$  restant constante. C'est

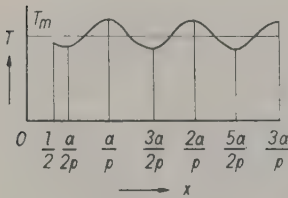


Fig. 6.

Variation du temps de réverbération en fonction de la position du panneau suivant la longueur  $a$  de la salle pour les  $\sin < 0$ .

une variation sinusoïdale de période spatiale  $a/p$  entre deux valeurs maxima et minima qui dépendent des éléments caractérisant le panneau ( $l, d, \varepsilon, v$ ), les constantes physiques du milieu de propagation ( $\rho, v$ ) et de la salle ( $a, b, c$ ), et du mode de répartition ( $p, q, r$ ).

#### Cas particuliers

Reprenons l'une des équations (22) et étudions la variation de la répartition pour quelques cas particuliers :

Le panneau étant posé sur la face  $ac$  on a :

$$\delta_{p,q,r} = \delta_0 + \frac{2v}{V} \cdot \varepsilon R \left( l + \frac{a}{p\pi} \cdot \sin \frac{p\pi l}{a} \cdot \cos \frac{2p\pi x}{a} \right) \cdot \left( d + \frac{c}{r\pi} \cdot \sin \frac{r\pi d}{c} \cdot \cos \frac{2r\pi z}{c} \right) \quad (22)_2$$

1. Si les dimensions du panneau correspondent exactement à un nombre entier pair de demi-maillages de réseau ( $a/2p$  sur  $Ox$  et  $c/2r$  sur  $Oy$ )

$$l = 2K \cdot \frac{a}{2p}, \quad d = 2K \cdot \frac{c}{2r}$$

et l'équation (22)<sub>2</sub> se transforme en

$$\delta_{p,q,r} = \delta_0 + \frac{2v}{V} \cdot \varepsilon \rho v s_0 = \Delta \quad (s_0 = l \cdot d) \quad (27)$$

L'absorption et par conséquent le temps de réverbération ne variera pas avec la position du panneau : l'intégrale de l'énergie absorbée restera constante.

Il en résulte que si l'on veut faire des mesures d'absorption par réflexion d'un panneau par la méthode de SABINE, ce sont ces dimensions qu'il faudra choisir pour réduire au minimum les erreurs dues aux variations de position de l'absorbant. Ceci dans la mesure où on aura pu calculer les groupes correspondant à la fréquence utilisée.

2. Si l'une des dimensions du panneau correspond à un nombre entier pair et l'autre à un nombre entier impair de demi-maillages de réseau, par exemple

$$l = (2K + 1) \cdot \frac{a}{2p}, \quad d = 2K \cdot \frac{b}{2r},$$

l'équation (22)<sub>2</sub> se transforme en

$$\delta_{p,q,r} = \Delta \pm \Delta_0 \cdot \cos \frac{2p\pi x}{a}, \quad \Delta_0 = \frac{2v}{V} \cdot \varepsilon R \cdot \frac{ad}{p \cdot \pi} \quad (28)$$

$\delta_{p,q,r}$  varie entre deux valeurs maxima et minima ( $\Delta + \Delta_0$  et  $\Delta - \Delta_0$  pour l'axe des  $x$ ) suivant l'axe parallèle à la dimension du panneau caractérisée par le nombre impair. Le temps de réverbération oscille autour d'une valeur moyenne suivant l'emplacement de l'absorbant sur cet axe et ne dépend pas du déplacement perpendiculaire. Les positions optima sont espacées sur l'axe des  $x$  de  $a/p$  et correspondent aux points définis par

$$x = (2K + 1) \frac{a}{2p} \quad \text{pour les } K \text{ pairs,}$$

$$x = 2K \cdot \frac{a}{p} \quad \text{pour les } K \text{ impairs.}$$

b) Plusieurs fréquences propres sont excitées

Dans le cas général la salle vibre simultanément sur plusieurs fréquences propres situées dans le spectre de raies de la salle, de part et d'autre de la fréquence  $f$  de la source. Le nombre et les amplitudes de celles-ci dépendent des conditions dans lesquelles

on opère: forme de la salle, position et dimensions de la source, etc.

Considérons, par exemple, le cas simple d'une enceinte close où l'absorption est nulle et des sources de fréquence  $f$  sont réparties dans la salle suivant la distribution  $F(x, y, z)$ :

En régime forcé l'état du système est défini par

$$\left. \begin{aligned} \Delta \Phi - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} &= F(x, y, z) \cdot e^{i 2 \pi f t} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

En posant  $\Phi = \varphi(x, y, z) \cdot e^{i 2 \pi f t}$  on trouve

$$\left. \begin{aligned} \Delta \varphi + \frac{4 \pi^2 f^2}{v^2} \cdot \varphi &= F(x, y, z) \\ \frac{\partial \varphi}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Soit  $\varphi_h$  les solutions de

$$\left. \begin{aligned} \left( \Delta + \frac{4 \pi^2 v_h^2}{v^2} \right) \varphi &= 0 \\ \frac{\partial \varphi}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

En développant  $F$  en série de  $\varphi_h$

$$\left. \begin{aligned} F &= \sum A_h \varphi_h(x, y, z) \\ A_h &= \iiint F \varphi_h dx \cdot dy \cdot dz \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

et en rapportant à la première équation de (30) on trouve

$$\varphi = \sum \frac{A_h v^2}{4 \pi^2 (f^2 - v_h^2)} \cdot \varphi_h(x, y, z) \quad (32)$$

Ainsi, en régime forcé, l'amplitude de mode  $h$  est proportionnelle au produit intérieur de la source par ce mode,  $A_h$ , et inversement proportionnelle au désaccord  $(f^2 - v_h^2)$ .

Supposons qu'à l'instant  $t_0$  la source cesse de fonctionner. Le potentiel des vitesses en régime forcé est représenté à cet instant par

$$\Phi(t_0) = \sum \frac{A_h \cdot v^2 \cdot e^{i 2 \pi f t_0}}{4 \pi^2 (f^2 - v_h^2)} \varphi_h(x, y, z) \quad (33)$$

A partir de cet instant la salle est en régime libre d'extinction et les équations définissant l'état du système sont

$$\left. \begin{aligned} \Delta \Phi - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} &= 0 \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= 0, \quad \Phi(0) = \Phi(t_0) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

( $\Phi$  étant le potentiel en régime libre d'extinction). Tout  $\Phi = \varphi_h \cdot e^{i 2 \pi v_h t}$  est solution des deux premières équations de (34). Pour satisfaire à la 3ème, on pose:

$$\Phi = \sum a_h \varphi_h e^{i 2 \pi v_h t}$$

d'où

$$\Phi(0) = \sum a_h \varphi_h = \Phi(t_0),$$

$$\text{ou encore} \quad \sum a_h \varphi_h = \sum \frac{A_h v^2 e^{i 2 \pi f t_0}}{4 \pi^2 (f^2 - v_h^2)} \varphi_h.$$

Ainsi l'amplitude  $a_h$  de la fréquence propre excitée du mode  $h$ , en régime d'extinction, est donnée par:

$$a_h = \frac{A_h v^2 e^{i 2 \pi f t_0}}{4 \pi^2 (f^2 - v_h^2)} \quad (35)$$

Elle est proportionnelle à l'amplitude de ce mode en régime forcé. L'énergie acoustique présente dans la salle au début de l'extinction est répartie sur chacune des raies excitées. Celles-ci en reçoivent d'autant plus qu'elles sont plus rapprochées de la fréquence de la source, et que celle-ci contenait une plus forte proportion du mode correspondant.

Appliquons à titre d'exemple ces résultats à une salle parallélépipédique avec une source ponctuelle supposée sur l'un de ses sommets pris comme origine des coordonnées.

Dans ce cas  $F(x, y, z)$  est nulle en tout point de la salle, sauf le point origine. On peut donc la représenter comme

$$F = A \sum_{l, m, n} \cos lx \cdot \cos my \cdot \cos nz \quad (36)$$

$l, m, n$  étant trois nombres entiers. On a donc d'après (31) et (6)

$$\begin{aligned} F &= \sum A_h \cdot \varphi_h = \sum A_{p, q, r} \cos \frac{p \pi x}{a} \cos \frac{q \pi y}{b} \cos \frac{r \pi z}{c} \\ A_{p, q, r} &= \iiint F \cos \frac{p \pi x}{a} \cos \frac{q \pi y}{b} \cos \frac{r \pi z}{c} \cdot dx \cdot dy \cdot dz. \end{aligned}$$

En remplaçant  $F$  par sa valeur (36) et intégrant on trouve pour l'amplitude de la fréquence propre du mode  $p, q, r$ , excitée en régime d'extinction la valeur d'après (35):

$$\begin{aligned} a_{p, q, r} &= \frac{A v^2 e^{i 2 \pi f t_0}}{4 \pi^2 (f^2 - v_{p, q, r}^2)} \cdot \sum_{l, m, n} \frac{l \cdot \sin(la - p\pi)}{(la + p\pi)(la - p\pi)} \cdot \\ &\cdot \frac{m \cdot \sin(mb - q\pi)}{(mb + q\pi)(mb - q\pi)} \cdot \frac{n \cdot \sin(nc - r\pi)}{(nc + r\pi)(nc - r\pi)}. \end{aligned} \quad (37)$$

Les fréquences les plus fortement excitées seront celles qui sont situées, dans le spectre des fréquences



propres de la salle, les plus près de la fréquence  $f$  de la source et en plus celles pour lesquelles les trois produits figurant dans (37) seront les plus grands, c'est-à-dire celles pour lesquelles  $p, q, r$  étant petits,  $l, m, n$  sont les plus petits entiers voisins de  $p\pi/a, q\pi/b, r\pi/c$ . On a en effet alors

$$\frac{l}{la + p\pi} \frac{\sin(la - p\pi)}{la - p\pi} \rightarrow \frac{1}{2a}$$

et  $A_{p,q,r}$  est de l'ordre  $1/8abc$ . En particulier si une des fréquences propres  $\nu(p_h, q_h, r_h)$  coïncide exactement avec la fréquence  $f$ , elle sera excitée avec la quasi totalité de l'énergie présente dans la salle. Dans ce cas celle-ci se comporte comme un tuyau, elle est en résonance et l'on observera le système des noeuds et de ventres correspondant au réseau.

Il résulte de cette étude que dans une salle parallélépipédique le jeu des valeurs  $l, m, n, p, q, r, a, b, c$  rend assez limité le nombre des fréquences propres excitées recevant une quantité appréciable d'énergie. L'expérience vient confirmer ce fait. En régime d'extinction on observe en effet des battements entre les fréquences propres qui ont été excitées. Si toutes les fréquences propres pouvaient être excitées, nous avons vu qu'elles formeraient un très grand nombre de fréquences proches les unes des autres, constituant un spectre dont la densité en raies croît avec la fréquence. Dans une salle ayant les dimensions de celle étudiée, nous avons vu qu'il faut s'attendre à rencontrer dans la bande de fréquences  $1000 + 0,5 p/s$ , 25 fréquences propres (Fig. 3) distantes de quelque 0,04 période en moyenne. On de-

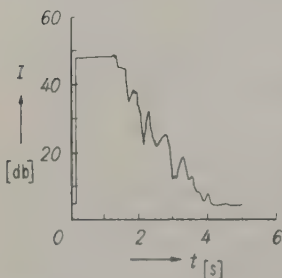


Fig. 7.  
Courbe d'extinction en ordonnées logarithmiques, montrant les battements entre les fréquences propres de la salle.

vait donc s'attendre à des battements de l'ordre de 25 s et la superposition de ceux-ci devait avoir pour conséquence la disparition des fluctuations dans la courbe d'extinction et son écartement global de l'exponentielle théorique, ce qui est tout à fait contraire aux observations concernant les expériences sur la réverbération. On observe en réalité des battements assez marqués (Fig. 7) de fréquence moyenne de l'ordre de 5 à 6 p/s, oscillant autour de l'exponentielle théorique d'extinction, ce qui montre que les

fréquences excitées sont en très faible nombre et peuvent s'écarter de 5 à 6 périodes autour de la fréquence d'excitation.

Divers auteurs comme KNUDSEN [3] ont mesuré la fréquence des sons d'extinction et leurs résultats corroborent ces conclusions.

Pour étudier la variation de l'absorption dans le cas où plusieurs fréquences propres sont excitées, nous allons envisager les trois cas suivants:

b<sub>1</sub>) L'absorption  $\delta$  est indépendante de la fréquence propre, c'est-à-dire indépendante du groupe  $p, q, r$  (27). Dans ce cas le terme transitoire qui apparaît dans l'extinction est de la forme

$$e^{\alpha_1 t} \cdot F(t) \quad (38)$$

où  $F(t)$  est une série trigonométrique représentant les mouvements propres et pouvant être compliquée. Des battements entre diverses fréquences peuvent y faire apparaître des maxima assez aigus; mais la forme même de cette expression montre que l'énergie potentielle de déformation doit en moyenne décroître suivant la loi exponentielle de Sabine (14) avec la valeur  $\delta = -2\alpha$ . Il en serait de même de l'énergie cinétique et de l'énergie totale. On trouverait donc un temps de réverbération indépendant de la position du panneau avec

$$T = \frac{6}{\log e} \cdot \frac{1}{\delta}$$

b<sub>2</sub>) L'absorption  $\delta$  varie d'une quantité infiniment petite d'une fréquence à l'autre. L'état du régime d'extinction sera défini par la somme des transitoires correspondant aux fréquences propres:

$$e^{\alpha_1 t} \cdot F_1(t) + e^{\alpha_2 t} \cdot F_2(t) + \dots + e^{\alpha_n t} \cdot F_n(t). \quad (39)$$

On peut considérer un  $\alpha_m$  moyen tel que

$$\alpha_m = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n}{n} \quad (40)$$

et poser

$$\alpha_1 = \alpha_m + \epsilon_1, \quad \alpha_2 = \alpha_m + \epsilon_2, \quad \alpha_n = \alpha_m + \epsilon_n.$$

L'expression (39) peut alors s'écrire comme:

$$e^{\alpha_m t} \{ F_1(t) + F_2(t) + \dots + F_n(t) + [\epsilon_1 F_1(t) + \epsilon_2 F_2(t) + \dots + \epsilon_n F_n(t)] t \}. \quad (41)$$

En négligeant la somme des termes en  $\epsilon_i$  dont certains sont additifs et d'autres soustractifs par définition même de  $\alpha_m$ , elle prend la forme (38)

$$e^{\alpha_m t} F(t).$$

Le temps moyen de réverbération de la salle sera donc

$$T_m = \frac{6}{\log e} \cdot \frac{n}{\delta_1 + \delta_2 + \dots + \delta_n}$$

et les positions optima du panneau sur les faces  $a$   $c$  seront définies par les conditions:

$$\frac{\partial \sum_{i=1}^n \delta}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \sum_{i=1}^n \delta}{\partial z} = 0. \quad (42)$$

On aura des conditions semblables sur les autres faces.

$b_3$ ) La variation de l'absorption est notable d'une fréquence à l'autre. Dans ce cas, si on traite chaque fréquence séparément les temps de réverbération  $T_1, T_2, \dots, T_h$  calculés d'après (24) diffèrent l'un de l'autre et la décroissance du son n'ayant plus aucun rapport avec une seule exponentielle, la notion du temps de réverbération s'évanouit. Néanmoins, si parmi les fréquences excitées il en existe une dont l'énergie et par conséquent l'absorption correspondante  $\delta_p$  est plus grande que les autres, la décroissance de celle-ci occupe dans la courbe d'extinction une partie prépondérante et le temps de réverbération correspondant  $T_p$  peut être pris pour celui de la salle. Le groupe  $p, q, r$ , relatif à cette fréquence peut être trouvé d'après (37) par exemple dans les conditions étudiées et porté dans les (22) donnera l'absorption correspondante qui pourrait présenter des maxima et des minima pour certaines positions du panneau.

#### 4. Vérifications expérimentales

##### a) Expériences concernant la source sonore

Nous avons vu que la fréquence  $f$  de la source excitatrice intervient dans le mode de répartition d'énergie entre les fréquences propres du régime d'extinction (35). Si  $f$  est situé dans des régions denses du spectre de raies de la salle (moyennes fréquences), sa moindre fluctuation pourra provoquer des changements considérables dans le mode de répartition: la portion maximum d'énergie d'excitation caractérisant l'absorption principale reçue par une fréquence déterminée par le groupe  $p_1, q_1, r_1$ , pourra passer à une autre de  $p_2, q_2, r_2$  et perturber ainsi l'état du régime de la salle.

Ces considérations nous ont amené à chercher à préciser quel pouvait être l'ordre de grandeur de ces fluctuations dans les appareils dont on se sert généralement en acoustique des salles:

##### Oscillateur à battement

Nous avons en particulier examiné l'oscillateur à battement.

Procédant par enregistrement des battements de l'oscillation étudiée avec un diapason, nous avons constaté que les fluctuations de ces oscillations avaient un aspect à peu près continu mais erratique et atteignaient 0,1 à 0,2 p/s (Fig. 8a, b). Elles sont

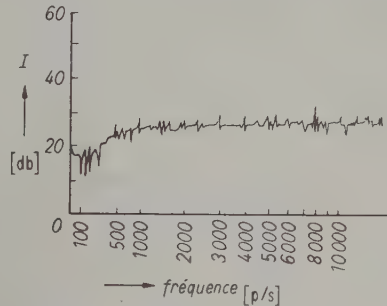


Fig. 8a. Spectre d'un générateur de bruit entre 100 et 10000 p/s. On remarque que ce spectre est sensiblement uniforme.

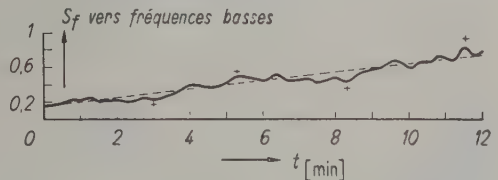


Fig. 8b. Fréquence hétérodyne = 1000 p/s (Dérive après une heure de fonctionnement). Fluctuations de fréquence d'une hétérodyne à battement, les fluctuations erratiques sont marquées par le signe +.

donc susceptibles de modifier énormément la répartition de l'énergie entre les fréquences propres lorsqu'on se trouve dans la région des moyennes fréquences (vers 1000 p/s) puisque le spectre de raies de la salle est assez dense dans cette région (de l'ordre de 25 par période pour la salle étudiée). Ces fluctuations entraînent donc des instabilités considérables du régime permanent et un manque total de constance des courbes d'extinction en régime libre, ce qui correspond bien aux constatations expérimentales. C'est ce qui nous a conduit à utiliser dans la suite de ces essais, un diapason entretenu placé dans une enceinte thermostatique dont la fréquence reste constante à  $10^{-6}$  près, ce qui représente une raie d'émission dont la largeur peut être considérée comme négligeable vis-à-vis de l'écart des fréquences propres d'une salle dans le domaine des moyennes fréquences. La seule cause de la variation subsistante est alors due aux conditions micrométéorologiques dans la salle elle-même, conditions sur lesquelles il est difficile d'agir autrement qu'en maintenant la salle close et vide en permanence, et en effectuant les expériences les plus délicates dans le plus court laps de temps possible. Nous avons constaté en effet que dans la



salle close abandonnée à elle-même avec des conditions d'excitation constante, les résultats d'expériences correspondantes s'accordaient avec des différences négligeables.

### Influence du spectre de la source sonore

Vu la différence entre une source sonore à fréquence constante et les sources habituellement utilisées en acoustique des salles dont la fréquence subit toujours des fluctuations importantes, les résultats obtenus dans le premier cas ne peuvent s'appliquer directement en acoustique des salles et c'est une raison pour laquelle les études sur la réverbération doivent être faites avec des sources complexes présentant, soit un spectre continu, soit une modulation de fréquence. Dans ces conditions il s'établit un état moyen dans la salle, se rapprochant plus ou moins d'une répartition uniforme de l'énergie sonore postulée par SABINE. L'extinction prend corrélativement une allure exponentielle comme l'indique Fig. 9 relative à un son dont le spectre n'est limité que par la bande passante du haut-parleur.

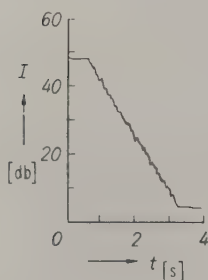


Fig. 9.  
Courbe d'extinction en ordonnées logarithmiques relative à un son complexe dont le spectre n'est limité que par la bande passante du haut-parleur, montrant la répartition presque uniforme d'énergie sonore.

#### 1) Spectre continu:

Pour étudier la réverbération à une fréquence donnée, on prélève sur le son complexe issu du microphone une bande étroite de fréquences de largeur  $\Delta f$ , à l'aide d'un analyseur de fréquence relié à un enregistreur logarithmique, selon le montage Fig. 10

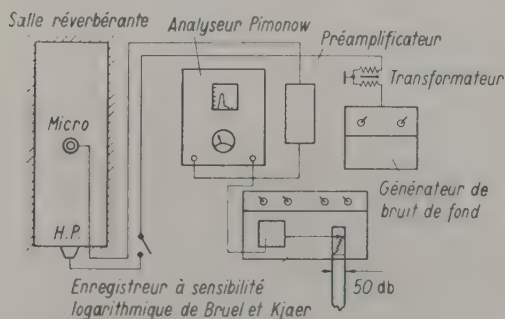


Fig. 10. Montage relatif à l'étude de l'influence du spectre de la source complexe sur la réverbération.

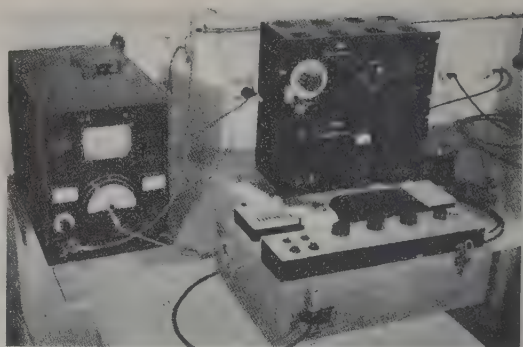


Fig. 11. Salle de mesures: à droite l'oscillateur à battements, à gauche l'analyseur PIMONOW, au centre l'enregistreur de BRÜEL et KJÆR.

et 11. Quand la bande  $\Delta f$  de l'ordre de 50 p/s autour de 1000 p/s, est réduite à 5 p/s autour de 1000 p/s, les oscillations autour de l'exponentielle théorique traduite par une droite en ordonnées logarithmiques apparaissent comme l'indique Fig. 12, montrant la non uniformité des répartitions d'énergie sonore pour chaque fréquence. Si à la limite la bande devenait indéfiniment étroite, on retomberait sur la courbe d'extinction correspondant à un son pur, avec les irrégularités signalées plus haut.

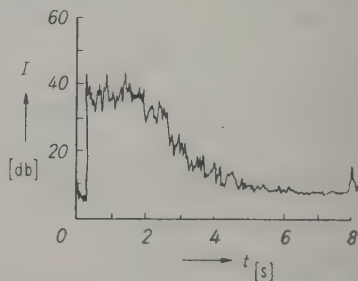


Fig. 12. Courbe d'extinction en ordonnées logarithmiques, relative à un son complexe dont le spectre est limité à  $\Delta f = \pm 2,5$  p/s, autour de 1000 p/s, montrant la non uniformité des répartitions d'énergie sonore pour les fréquences considérées.

#### 2) Modulation de fréquence:

L'emploi d'une source modulée en fréquence a le même but que celui d'un son complexe: il élargit le spectre en ajoutant au son des bandes latérales; mais on n'obtiendrait ainsi un spectre uniforme que si la vitesse de modulation était très grande, ce qui est difficile à réaliser expérimentalement.

Les essais que nous avons fait avec un oscillateur à 1000 p/s modulé entre 950 et 1050 p/s, au rythme de 50 p/s, ont donné des résultats défavorables, très variables d'une expérience à l'autre. En effet, à chaque période de modulation on déplace le système de fréquences propres excitées et on répartit l'énergie

fournie par la source sur certains nombres de systèmes  $p_1, q_1, r_1, p_2, q_2, r_2 \dots p_h, q_h, r_h$ . Or la modulation elle-même présente toujours des irrégularités et il n'est pas certain qu'au cours de deux périodes successives on excite exactement les mêmes groupes de fréquences pour peu qu'il y ait de légers déplacements de la bande spectrale d'extinction. L'énergie présente dans la salle variera donc selon la période considérée et c'est là la cause du peu de fidélité des résultats obtenus. Il est apparu que la méthode utilisant un son à spectre uniforme à l'émission était préférable. Il faut bien remarquer que ni l'une ni l'autre ne reproduisent exactement les conditions pratiques d'emploi d'une salle. Il semble bien que l'on doive discerner deux problèmes différents:

Primo celui de l'extinction d'une note pure dans une salle géométrique simple présentant des fréquences propres définies et secundo, celui de l'étude de la réverbération en acoustique des salles, question plus en rapport avec les applications techniques.

#### b. Expériences sur l'absorption

Pour opérer dans les conditions expérimentales les plus favorables, nous avons étudié successivement le rôle de deux panneaux de dimensions très différentes ( $1 \times 1$  et  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ ), le temps de réverbération devant subir des variations assez notables pour être facilement décelé avec l'appareillage dont nous disposons (voir plus bas).

Nous avons cherché à vérifier les conclusions théoriques étudiées, en utilisant principalement des sons de fréquences 50 p/s et 1000 p/s avec des panneaux en solomite, de coefficient d'absorption 0,53 à 1000 p/s.

La fréquence 50 p/s est particulièrement intéressante, car au voisinage de la température ordinaire elle présente la troisième fréquence propre de la salle (Fig. 1 et 4) dont les dimensions conduisent obligatoirement au groupe  $p = 3, q = 0, r = 0$ , ce qui simplifie énormément le problème de la répartition des ondes stationnaires. La salle se comporte comme un tuyau vibrant selon sa grande dimension.

Les fréquences propres les plus rapprochées:

$$\nu_1 = 17, (1, 0, 0)$$

$$\nu_2 = 34, (2, 0, 0)$$

$$\nu_4 = 68, (4, 0, 0)$$

sont trop éloignées de la fréquence excitée (50 p/s) et on peut les considérer comme sans influence sur celle-ci. La salle vibre donc sur une seule fréquence propre et les fluctuations possibles de la source ( $\pm 0,2 \text{ p/s}$ ) ne provoqueront pas d'autres fréquences, ce qui assurera une parfaite stabilité des résultats et une décroissance du son très régulière.

#### Appareillage

L'appareillage était celui indiqué (Fig. 13, 14 et 15). L'extinction du son était enregistrée par un appareil à sensibilité logarithmique de BRÜEL et KJÆR. Pour éliminer l'étincelle de rupture, le manipulateur coupant la source sonore était placé sur le secondaire à basse impédance ( $2,5 \Omega$ ) du transformateur alimentant la bobine mobile du haut-parleur.

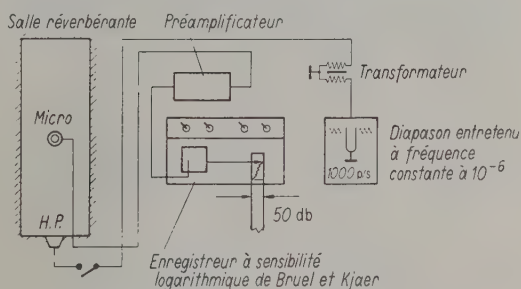


Fig. 13. Montage relatif à la mesure du temps de réverbération.

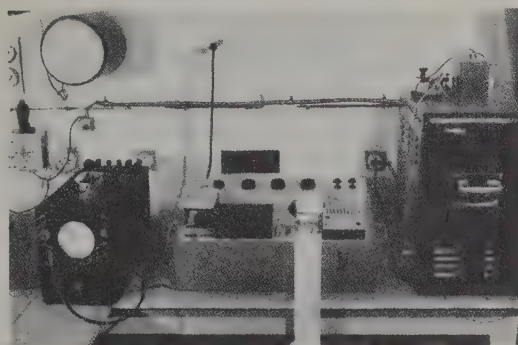


Fig. 14. Salle de mesures: à droite diapason entretenu à 1000 p/s; à gauche préamplificateur; au centre l'enregistreur logarithmique de BRÜEL et KJÆR.

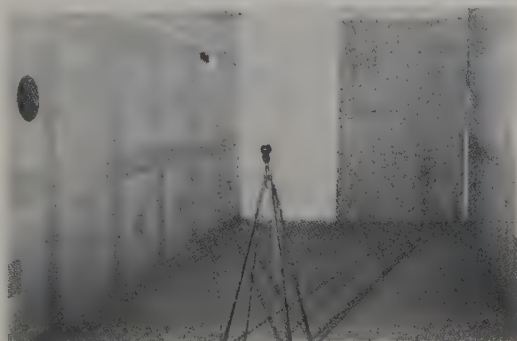


Fig. 15. Salle réverbérante du Centre de Recherches S. I. M. Panneau de  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$  sur la face  $bc$ ,  $x = a$ .

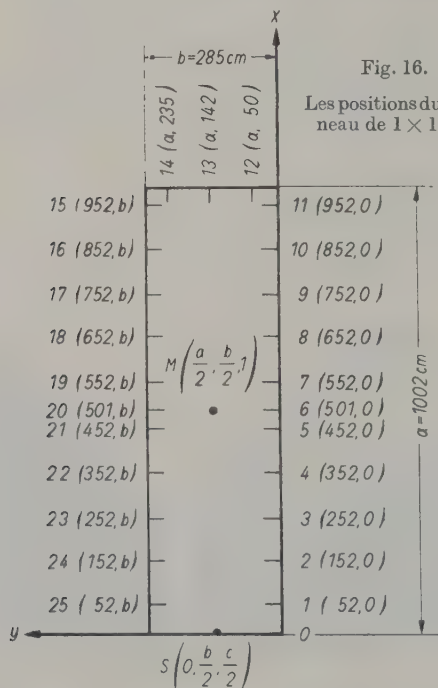


## Expériences réalisées

## 1) Essais à 50 p/s

α) Panneau de  $1 \times 1 \text{ m}^2$ 

Celui-ci a été placé successivement aux différents endroits marqués 1, 2, 3... sur la Fig. 16. Pour les deux faces *ac* et la face *bc* du parallélépipède il se trouvait disposé sur le côté vertical du dièdre inférieur droit au contact de la paroi, la quatrième face verticale restant réservée à la source. Le microphone se trouvait au centre de la salle. Chaque expérience



était refaite un nombre suffisant de fois pour s'estimer satisfait des résultats et les essais repris huit jours après ont montré que dans les conditions où l'on opérait, les résultats présentaient un caractère de fidélité satisfaisant.

Les Fig. 17 donnent quelques exemples de courbes de réverbération caractéristiques et précisent le mode de dépouillement de celles-ci. Dans le cas où la courbe

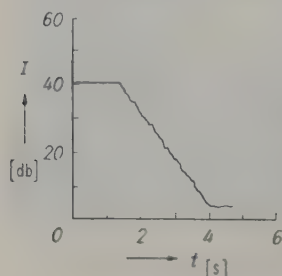


Fig. 17a.

Courbe d'extinction relative à la position 10 sur la face *ac*, (852.0) du panneau  $1 \times 1 \text{ m}^2$ , micro au centre et source à 50 p/s, montrant la disparition des battements et l'existence d'une seule fréquence propre dans la salle.

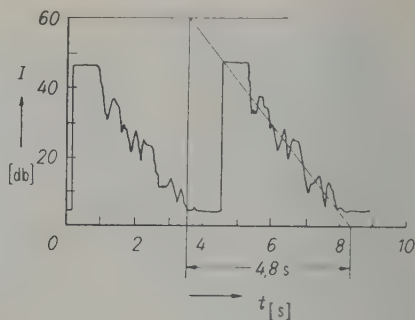


Fig. 17b. Courbes d'extinction relatives à la position 10 sur la face *ac*, (852.0) à 1000 p/s du panneau  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ . Sur la deuxième on distingue le mode de dépouillement:

1. On trace une droite représentant la forme exponentielle de la courbe.

2. On prélève sur le côté horizontal une longueur *l* correspondant à 6 cm du côté vertical, celle-ci représentant d'après les caractéristiques du bathymètre employé 60 db d'intensité sonore.

La vitesse du déroulement étant réglée à 10 mm/s, le nombre *l* en cm donne directement le temps de réverbération en seconde:  $T = 4,8 \text{ s}$ .

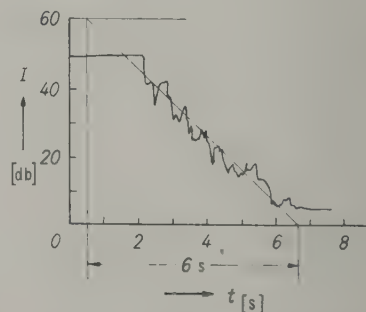


Fig. 17c. Courbe d'extinction de la salle réverbérante en l'absence du panneau  $T = 6 \text{ s}$ . Source 1000 p/s.

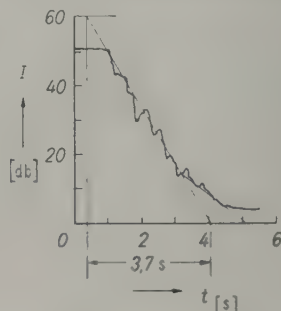


Fig. 18. Courbe d'extinction à la fréquence 1000 p/s, correspondant à la position 6 sur la face *ac*, (501.0) et au micro au centre présentant deux phases distinctes: l'une occupant une régime de 35 db environ, donnant  $T = 3,7 \text{ s}$ , et l'autre occupant près de 20 db à la fin du phénomène et considérée comme négligeable.

d'extinction se compose de segments distincts de pentes nettement différentes, la valeur du temps de

réverbération adoptée a toujours été celle correspondant aux premiers instants de la décroissance considérés comme les plus importants au point de vue énergétique (Fig. 18): la gamme des intensités mesurées s'étendait sur une quarantaine de décibels et la première partie de décroissance représentait généralement 25 à 30 db, ce qui revient à dire que les phases ultimes de la décroissance concernent des amplitudes 10 à 30 fois plus petites que celle de la première phase. L'erreur faite sur celle-ci n'intervient donc que sur un à cinq pour cent de la répartition principale, ce que l'on peut négliger en première approximation.

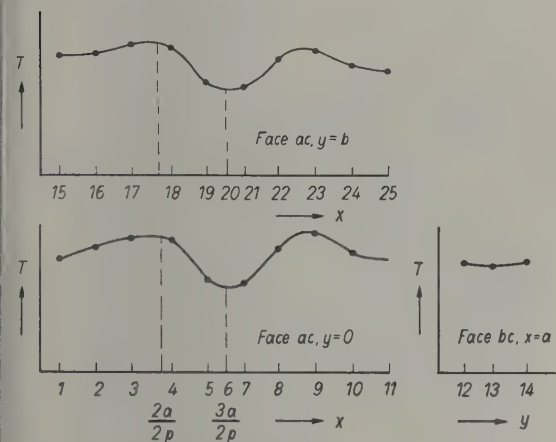


Fig. 19. Variation du temps de réverbération en 50 p/s correspondant au panneau de  $1 \times 1 \text{ m}^2$ , en fonction de la position de celui-ci sur les faces  $ac$ ,  $y=0$  —  $ac$ ,  $y=b$  —  $bc$ ,  $x=a$ . Micro au centre. On remarque l'allure sinusoïdale des courbes sur les faces  $ac$ .

#### Résultats:

Ceux-ci sont condensés dans le Tableau I et dans la Fig. 19. On y remarquera:

1. Une symétrie quasi totale des résultats obtenus pour des positions symétriques de l'absorbant par rapport à l'axe longitudinal, symétrie qui montre la fidélité des mesures.
2. La variation de la réverbération suivant l'abscisse  $x$  affecte une forme sensiblement sinusoïdale avec un minimum caractérisé au milieu de la longueur  $a$ , par

$$x = (2K + 1) \frac{a}{2p} = \frac{a}{2} \quad (\text{pour } K = 1)$$

conformément à la théorie et deux maxima placés de part et d'autre, symétriquement par rapport à ce minimum, caractérisés par

$$x = 2K \frac{a}{2p} = \frac{a}{3} \quad (\text{pour } K = 1)$$

$$x = 2K \frac{a}{2p} = \frac{2a}{3} \quad (\text{pour } K = 2)$$

3. La réverbération ne subit pas de variation appréciable suivant l'axe des  $y$  quand le panneau est placé sur la face  $bc$ , ce qui est tout à fait conforme à la théorie. En effet la formule (22)<sub>3</sub>, relative à la face  $bc$ , montre que dans le cas de la fréquence propre considérée (3, 0, 0),  $\delta$  reste constant suivant le changement de position du panneau sur cette face.

Tableau I

$P$ : positions;  $T$ : temps de réverbération.  
Panneau  $1 \times 1 \text{ m}^2$ ; micro au centre; source 50 p/s.

Face $ac$ $y=0$		Face $ac$ $y=b$		Face $bc$ $x=a$	
$P$	$T$	$P$	$T$	$P$	$T$
1	4,1	25	4,2	12	4
2	4,3	24	4,3	13	3,9
3	4,6	23	4,5	14	4
4	4,6	22	4,4		
5	3,5	21	3,4		
6	3,3	20	3,3		
7	3,4	19	3,4		
8	4,4	18	4,3		
9	4,8	17	4,4		
10	4,2	16	4		
11	4,1	15	3,9		

#### β) Panneau de $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$

Les Fig. 20 et 21 et le Tableau II montrent que les expériences effectuées avec le grand panneau ont donné des résultats concordant très bien avec la théorie et avec ceux fournis par le petit panneau.

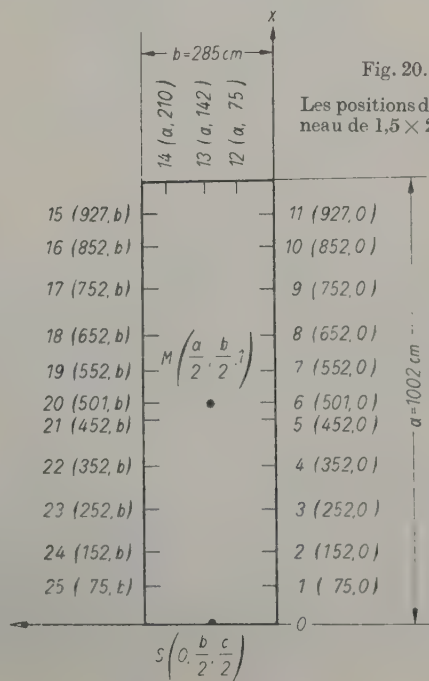


Fig. 20.

Les positions du panneau de  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ .



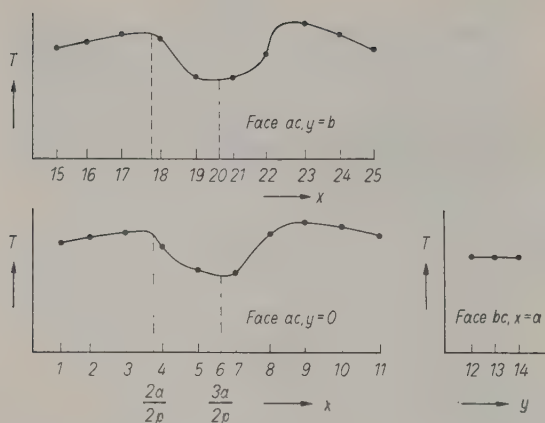


Fig. 21. Variations du temps de réverbération en 50 p/s correspondant au panneau de  $1,5 \times 2,5$  m<sup>2</sup>, en fonction de la position de celui-ci sur les faces  $ac$ ,  $y = 0$  —  $ac$ ,  $y = b$  —  $bc$ ,  $x = d$ . Micro au centre. On remarque l'allure périodique des variations sur les faces  $ac$ .

Tableau II

$P$ : positions;  $T$ : temps de réverbération.

Panneau de  $1,5 \times 2,5$  m<sup>2</sup>; micro au centre; source 50 p/s.

Face $ac$ $y = 0$		Face $ac$ $y = b$		Face $ac$ $x = a$	
$P$	$T$	$P$	$T$	$P$	$T$
1	3	25	3,1	12	2,6
2	3,1	24	3,2	13	2,6
3	3,2	23	3,3	14	2,6
4	2,8	22	3,3		
5	2,2	21	2,2		
6	2	20	2,1		
7	2,2	19	2,2		
8	3,2	18	2,7		
9	3,4	17	3,7		
10	3,3	16	3,4		
11	3,2	16	3		

## 2. Essais à 1000 p/s

### a) panneau de $1 \times 1$ m<sup>2</sup>

Pour cette fréquence nous avons placé le microphone en un grand nombre d'emplacements de la salle, afin de mettre en évidence les irrégularités de la distribution du son dans la salle (Fig. 22), celle-ci ayant une grande importance en acoustique archi-

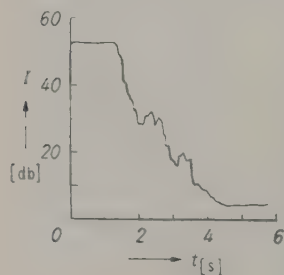


Fig. 22.

Courbe d'extinction relative à la position 1 sur la face  $ac$ , (52,0) du panneau de  $1 \times 1$  m<sup>2</sup>, avec micro au point:  $B(9,52m, b/2, c/2)$  mettant en évidence les irrégularités de la distribution du son dans la salle. Source à 1000 p/s.

tecturale et la fréquence 1000 p/s correspondant au milieu de la gamme acoustique. Les résultats en fonction de la position du panneau sur les faces  $ac$  et  $bc$ , et du microphone, sont donnés dans les Fig. 23 24 et 25 et les Tabl. III et IV.

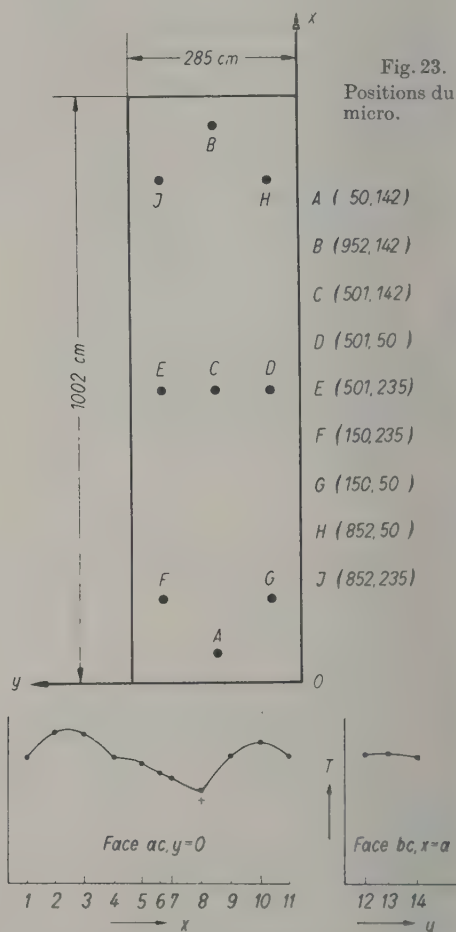


Fig. 24. Courbe de variation du temps de réverbération en fonction de la position du panneau  $1 \times 1$  m<sup>2</sup>, sur les faces  $ac$ ,  $y = 0$  et  $bc$ ,  $x = a$ . Micro au centre, source à 1000 p/s. On remarque le déplacement du point optimum marqué +.

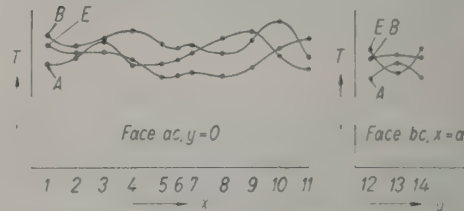


Fig. 25. Courbes de variation du temps de réverbération en fonction de la position du panneau  $1 \times 1$  m<sup>2</sup>, sur les faces  $ac$ ,  $y = 0$  et  $bc$ ,  $x = a$ , correspondant aux positions A, B, E du micro et montrant les irrégularités de la distribution du son dans la salle.

Tableau III

$P$ : positions;  $T$ : temps de réverbération.  
Panneau  $1 \times 1 \text{ m}^2$ ; micro au centre; source: 1000 p/s.

Face $a c$ $y = 0$		Face $b c$ $x = a$	
$P$	$T$	$P$	$T$
1	4,2	12	4,3
2	5,1	13	4,3
3	5	14	4,1
4	4,2		
5	4		
6	3,7		
7	3,5		
8	3,5		
9	4,3		
10	4,8		
11	4,3		

Tableau IV

Variations du temps de réverbération en fonction des positions du micro et du panneau de  $1 \times 1 \text{ m}^2$ ; source: 1000 p/s.

Faces  $a c$ ,  $y = 0$  et  $b c$ ,  $x = a$

	Positions du panneau													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
A	3,5	3,7	4,3	3,5	3,5	3,6	3,9	4,2	4,7	3,8	3,2	3,	3,7	3
B	4,5	4	4,3	4,6	4,2	4	4,1	3,9	4	5	3,6	3,7	3,9	3,7
C	4,2	5,1	5	4,2	4	3,7	3,5	3,5	4,3	4,8	4,3	4,3	4,3	4,1
D	4,6	4	4,2	3,5	3,5	3,7	4,5	4,4	3,3	3,5	3,7	3,4	4,3	3,4
E	4,2	3,8	3,9	3,6	3,1	3,1	3,2	4,1	4,3	3,9	4,3	4	3,1	4
F	4,5	4,9	3,7	3	4,5	3,7	3,4	3,5	3,2	3,6	4,1	4	4,2	3,3
G	4,6	3,9	4,5	3,2	3,9	3,8	3,7	4	3,8	4,9	4,6	3,4	4,3	3,3
H	3,5	3,4	4	2,8	2,9	3,1	4,5	2,9	4	4,5	3	2,9	3,2	3,7
I	4	3,8	4,5	3,9	4	4,2	4,4	3,7	4	3,6	3,7	4,5	4,2	3,9

β) Panneau de  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$

Avec celui-ci les essais ont été faits sur les faces  $a c$  et  $b c$ , en posant le microphone:

1. au centre de la salle —
2. à 20 cm devant le panneau, pour chaque essai.

Les résultats sont donnés dans la Fig. 26 et le Tabl.V pour le micro au centre, et dans la Fig. 27 et le Tabl. VI pour le micro devant le panneau.

Tableau V

$P$ : positions;  $T$ : temps de réverbération.  
Panneau  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ ; micro au centre; source: 1000 p/s.

Face $a c$ $y = 0$		Face $b c$ $x = a$	
$P$	$T$	$P$	$T$
1	3,8	12	3
2	3,7	13	3,9
3	3,4	14	3,4
4	3,7		
5	3,5		
6	3,4		
7	3,3		
8	4		
9	4,6		
10	4,8		
11	5,2		

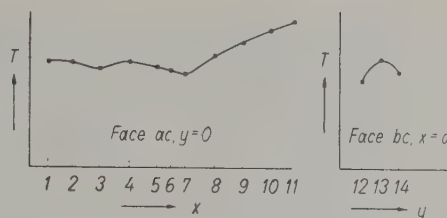


Fig. 26. Courbes de variation du temps de réverbération en 1000 p/s correspondant au panneau de  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ , en fonction de la position de celui-ci sur les faces  $a c$ ,  $y = 0$  et  $b c$ ,  $x = a$ . Micro au centre.

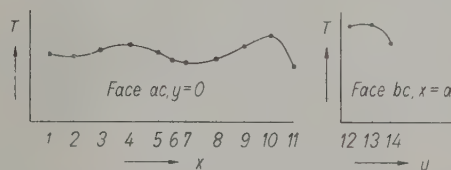


Fig. 27. Courbe de variation du temps de réverbération en 1000 p/s correspondant au panneau de  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$  en fonction de la position de celui-ci sur les faces  $a c$ ,  $y = 0$  et  $b c$ ,  $x = a$ . Le micro se déplaçant suivant les positions du panneau à une distance égale à 0,50 m.

Tableau VI

$P$ : positions;  $T$ : temps de réverbération.

Panneau  $1,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ ; source: 1000 p/s.

Le micro se déplace avec le panneau à une distance de 0,5 m.

Face $a c$ $y = 0$		Face $b c$ $x = a$	
$P$	$T$	$P$	$T$
1	2,4	12	3,5
2	2,3	13	3,5
3	2,5	14	2,8
4	2,8		
5	2,5		
6	2,3		
7	2,1		
8	2,2		
9	2,5		
10	2,6		
11	2,1		

## Interprétation

L'interprétation de ces résultats sur les bases théoriques énoncées dans le chapitre précédent, ne pourrait être entreprise que dans la mesure où l'on connaîtrait exactement les groupes  $p, q, r$ , correspondant aux raies effectivement excitées dans la salle, dans les conditions de l'expérience. On pourrait alors prévoir les positions du panneau correspondant aux minima et maxima d'absorption et en donner une interprétation géométrique précise. Dans les conditions où l'on opérait cette interprétation n'était pas possible, ne serait-ce qu'à cause des changements de température — pour ne citer que ceux-ci, qui suf-



fisent à déplacer les groupes  $p, q, r$ , modifiant ainsi du tout au tout la répartition du son dans la salle et les positions optima de l'absorption. Seules, des remarques d'ordre statistique sont possibles à faire relatives à ces résultats. Prenons, par exemple, le cas du Tableau III (petit panneau et mille périodes):

1. Le temps de réverbération de la salle étudiée étant approx. 6 s et celui de la salle avec panneau et micro au centre 4,3 s en prenant la moyenne des extrêmes, on peut dire que l'écart résultant 1,7 s correspond à la partie constante de l'absorption principale  $\delta_p$  (3. b3) due à la présence du panneau.

2. Le temps de réverbération variant en présence de l'absorbant de 3,5 à 5,1 s, la différence entre les absorptions correspondantes exprime la partie variable de l'absorption principale.

3. On remarque selon l'emplacement du microphone, des maxima et des minima plus ou moins accusés, ce qui montre que l'absorption sur les parois peut avoir plus ou moins d'action selon la région de la salle considérée.

Ce problème nous paraît d'une importance considérable et reste à étudier.

### Conclusion

Ainsi l'expérience montre de façon très nette que dans une salle parallélépipédique à absorption localisée, le temps de réverbération varie avec la position de l'absorbant. Ceci est vrai tant pour les sons purs que pour les sons complexes, la valeur moyenne du temps de réverbération étant d'ailleurs fonction de la fréquence. La variation en fonction de la position de l'absorbant est assez importante pour qu'il semble illusoire de déterminer les propriétés absorbantes d'un matériau à partir du temps de réverbération,

si l'on ne se fixe pas la position de l'échantillon essayé.

La théorie que nous avons développée plus haut, permet de prévoir avec une bonne précision les variations du temps de réverbération, lorsqu'il s'agit des fréquences suffisamment basses (voisines des premières fréquences propres de la salle); pour les aiguës, l'accumulation des modes propres rend assez difficile l'utilisation des formules trouvées.

On voit donc que la théorie élémentaire de SABINE est tout à fait insuffisante en ce qui concerne son application en laboratoire à la mesure des coefficients d'absorption.

Cependant, la théorie plus exacte étant inextricable aux aiguës et pour les salles à absorption non infiniment petite, les lois de Sabine constituent, pour ces cas, la seule approximation utilisable; mais l'étude qui précède montre qu'elle ne doit être maniée qu'avec précaution.

Il va sans dire que rien, dans ces remarques, ne se rapporte à l'utilisation des formules de SABINE dans la technique architecturale, le point de vue où nous nous sommes placés étant celui du physicien et non de l'ingénieur.

Une question importante qui reste à étudier est celle de l'influence de la position du microphone récepteur, qui est liée à la répartition spatiale de l'énergie sonore dans la salle.

(Reçu le 11 janvier 1951.)

### Bibliographie

- [1] MAA, D. Y., J. Acoust. Soc. Amer. **10** [1939], 225.
- [2] VAN DEN DUNGEN, F. H., Acoustique des Salles, Paris, 1934.
- [3] KNUDSEN, V. O., J. Acoust. Soc. Amer. **3** [1932], 20—27.

## DIFFRACTION OF LIGHT BY TWO ULTRASONIC WAVES

by RAM RATAN AGGARWAL and S. PARTHASARATHY

### Summary

In this paper, an explanation is offered on the basis of existing theories for the diffraction of light by ultrasonic waves, for the inequalities in intensity recorded in the photographs obtained by BERGMANN, when diffraction spectra are obtained by exciting a quartz-crystal simultaneously at two frequencies; these inequalities being in the side-bands of the first order spectrum excited by high frequency sound waves.

### Sommaire

En s'appuyant sur les théories actuelles de la diffraction de la lumière par les ultrasons, on propose, dans le présent article, une explication des différences d'intensité observées par BERGMANN sur les clichés des spectres de diffraction obtenus en excitant simultanément un quartz à deux fréquences; ces différences correspondraient aux bandes latérales du spectre de premier ordre excité par les ondes sonores de grande fréquence.

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird auf der Basis der bestehenden Theorien für die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen eine Erklärung für die Ungleichheit der Verteilung der Lichtintensität gegeben, die sich in den Beugungsspektren zeigte, die BERGMANN erhielt, wenn er einen Quarzkristall gleichzeitig mit zwei Frequenzen erregte. Die Abweichungen traten in den Seitenbändern der Spektren 1. Ordnung bei hochfrequenten Schallwellen auf.

## 1. Introduction

It is well known that, when a quartz crystal is simultaneously excited at two different ultrasonic frequencies, the diffraction pattern consists of some secondary lines besides the main pattern corresponding to the two exciting frequencies. The positions of the different lines in the diffraction pattern, thus obtained, are given by the relation (1) and (2):

$$\sin \Theta = r \cdot \frac{\lambda}{\lambda_1^*} \pm s \cdot \frac{\lambda}{\lambda_2^*} \quad (1)$$

where  $\lambda_1^*$  and  $\lambda_2^*$  are the wave-lengths of the two ultrasonic waves,  $\lambda$  the wave-length of the light beam,  $\Theta$  the angle of diffraction and  $r, s$  are any integers.

It has been shown on the basis of the elementary theory of RAMAN-NATH that the intensity of the line  $(r, s)$  in the spectrum is given by the expression

$$J_r^2(\sigma_1 L) \cdot J_s^2(\sigma_2 L), \quad (2)$$

where  $J_r$  and  $J_s$  are the Bessel's functions of the  $r$ -th and  $s$ -th order respectively,  $L$  is the length of the path of the light in the sound wave and  $\sigma = 2\pi\mu/\lambda$  ( $\mu$  = maximum variation in refractive index due to wave  $\lambda^*$  and  $\lambda$  = wave length of the light beam).

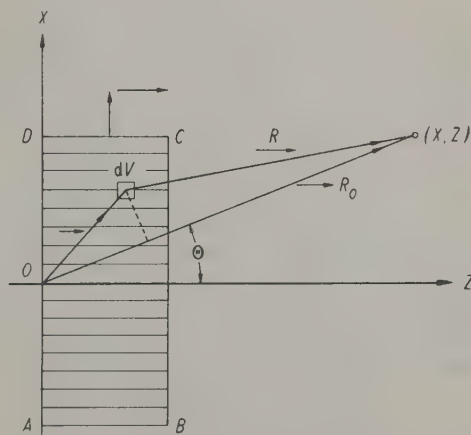
The result (2) above would indicate that the side-bands of the first order lines, obtained by putting the quartz into two simultaneous oscillations, are of equal intensity, irrespective of whether such oscillations are of high frequency or not. An examination of the results so far obtained indicates that this is not always true. The photographs obtained by BERGMANN [3] (Fig. 2 p. 23) are very striking in this respect. They reveal that the side-band around the first order lines of the higher frequency are of unequal intensities especially when the ultrasonic frequencies are high. The result (2) above, therefore, does not hold good in such cases.

Recently, it was shown by the author [4] that the different theories on diffraction of light by ultrasonics are special cases of the generalised theory of RAMAN-NATH and each theory is applicable under different experimental conditions. For low frequency ultrasonic waves, the elementary theory of RAMAN-NATH is quite suitable; but, for high frequency ultrasonic waves, BRILLOUIN's results hold good, since the amplitude of the change

in refractive index of the liquid, due to the presence of high frequency ultrasonic waves, is very very small and lines of order higher than unity do not appear in such cases. Therefore, to account for the inequality in the intensities of the side-bands of high frequency sound waves, the results of BRILLOUIN have been extended. This paper aims at discussing the case of normal incidence only. The calculations for oblique incidence can be effected easily by making minor modifications.

## 2. Mathematical treatment

Let ABCD represent a normal section of the vessel (Fig. 1) containing the agitated liquid and let its dimensions be  $(a, b, l)$ . Take the origin of co-ordinates at the midpoint of AD. The sound waves are propagated parallel to OX and the direction of the light beam is parallel to OZ.



The wave function  $E$  satisfies the usual wave equation

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\mu^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (3)$$

If  $\lambda_1^*, \lambda_2^*$  are the wave-lengths and  $\nu_1^*, \nu_2^*$  the corresponding frequencies of the sound waves, the refractive index  $\mu_x$  of the liquid is given by the linear relation

$$\mu_x = \mu_0 + \mu_1 \cos 2\pi \left( \nu_1^* t - \frac{x}{\lambda_1^*} \right) + \mu_2 \cos 2\pi \left( \nu_2^* t - \frac{x}{\lambda_2^*} \right), \quad (4)$$



where

$\mu_0$  = mean refractive index of the liquid,

$\mu_1$  = maximum variation in refractive index due to wave  $(\lambda^*_1, \nu^*_1)$  only,

$\mu_2$  = maximum variation in refractive index due to wave  $(\lambda^*_2, \nu^*_2)$  only.

Suppose  $\lambda^*_1, \nu^*_1$  corresponds to higher frequency.  $\mu_2$  is very small compared to  $\mu_0$  but  $\mu_1$  is still smaller than  $\mu_2$ . Further, let us assume that the lines other than the central one are all very weak. We can therefore say that the central beam does not undergo an appreciable change in intensity and hence

$$E_0 = P_0 \exp \left[ 2\pi i \left( \nu t - \frac{z}{\lambda} \right) \right]. \quad (5)$$

If  $E_1$  represents the wave-function for the secondary lines

$$E = E_0 + E_1, \quad (6)$$

putting equ. (4) and (6) in equ. (3), we get

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} - \frac{\mu_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} = \\ = \frac{1}{c^2} \cdot \left[ 2\mu_0\mu_1 \cdot \cos 2\pi \left( \nu^*_1 t - \frac{x}{\lambda^*_1} \right) \right. \\ + 2\mu_0\mu_2 \cdot \cos 2\pi \left( \nu^*_2 t - \frac{x}{\lambda^*_2} \right) \\ + 2\mu_1\mu_2 \cdot \cos 2\pi \left( \nu^*_1 t - \frac{x}{\lambda^*_1} \right) \cdot \cos 2\pi \left( \nu^*_2 t - \frac{x}{\lambda^*_2} \right) \\ \left. + \mu_2^2 \cdot \cos^2 2\pi \left( \nu^*_2 t - \frac{x}{\lambda^*_2} \right) \right] \cdot \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} \\ = \frac{X}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} \text{ (-say)} \end{aligned} \quad (7)$$

neglecting  $\mu_1^2$ .

The solution of this equation is given by the volume integral

$$E_1 = -\frac{1}{4\pi \cdot c^2} \cdot \int \frac{X \cdot dV}{R} \left[ \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} \right] \left( t - \frac{\mu_0 R}{c} \right), \quad (8)$$

where  $R$  is the distance between the volume element  $dV$  and the point of observation  $P$ .

Since the planes  $y = \text{const.}$  are identical and the integral is independent of  $y$ , the volume element may be replaced by  $b \, dx \, dz$ :

$$E_1 = -\frac{b}{4\pi c^2} \int \int \frac{X \cdot dx \cdot dz}{R} \cdot \left[ \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} \right] \left( t - \frac{\mu_0 R}{c} \right).$$

If  $R_0$  is the distance of the point  $P$ , from the origin and  $\Theta$ , the angle which  $OP$  makes with the  $Z$  axis

$$R = R_0 - (x \sin \Theta + z \cos \Theta)$$

as  $R$  and  $R_0$  are large compared to  $x, z$ . Therefore

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} \right] \left( t - \frac{\mu_0 R}{c} \right) \\ = (2\pi\nu)^2 \cdot P_0 \exp \left[ 2\pi i \cdot \left( \nu t - \frac{R_0 - x \sin \Theta - z \cos \Theta}{\lambda} + z \right) \right] \\ = (2\pi\nu)^2 \cdot P_0 \exp \left[ 2\pi i \left( \nu t - \frac{R_0}{\lambda} \right) \right] \cdot \exp \left[ \frac{2\pi i}{\lambda} (x \sin \Theta + z \cos \Theta) \right]. \end{aligned}$$

Hence

$$E_1 = \left( \frac{\nu}{c} \right)^2 \cdot \pi \cdot b \exp \left[ 2\pi i \left( \nu t - \frac{R_0}{\lambda} \right) \right] \cdot \int \int \frac{X}{R_0} \exp \left[ \frac{2\pi i}{\lambda} (x \sin \Theta + z \cos \Theta) \right] dx \cdot dz, \quad (9)$$

since  $R$  can be replaced by  $R_0$  in the denominator and  $P_0$  can be put equal to unity.

$X$  may be written as

$$\begin{aligned} 2\mu_0\mu_1 \cdot \cos 2\pi \left( \nu^*_1 t - \frac{x}{\lambda^*_1} \right) \\ + 2\mu_0\mu_2 \cdot \cos 2\pi \left( \nu^*_2 t - \frac{x}{\lambda^*_2} \right) \\ + \mu_1\mu_2 \cdot \cos 2\pi \left[ (\nu^*_1 + \nu^*_2)t - x \left( \frac{1}{\lambda^*_1} + \frac{1}{\lambda^*_2} \right) \right] \\ + \mu_1\mu_2 \cdot \cos 2\pi \left[ (\nu^*_1 - \nu^*_2)t - x \left( \frac{1}{\lambda^*_1} - \frac{1}{\lambda^*_2} \right) \right] \\ + \frac{\mu_2^2}{2} \left[ 1 + \cos 2\pi \left( 2\nu^*_2 t - \frac{2x}{\lambda^*_2} \right) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

which may symbolically be written as

$$\Delta_{\nu^*_1} + \Delta_{\nu^*_2} + \Delta_{\nu^*_1 + \nu^*_2} + \Delta_{\nu^*_1 - \nu^*_2} + \Delta_{2\nu^*_2}.$$

Integral (9) is thus composed of different additive integrals every one of which can be studied separately.

Take the first term only and denote the resulting integral by  $E_1$ . In this case

$$\begin{aligned} \Delta_{\nu^*_1} = \mu_0\mu_1 \left\{ \exp \left[ 2\pi i \left( \nu^*_1 t - \frac{x}{\lambda^*_1} \right) \right] \right. \\ \left. + \exp \left[ -2\pi i \left( \nu^*_1 t - \frac{x}{\lambda^*_1} \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

We find that  $E_1$  is the sum of two integrals  $E_{+1}$  and  $E_{-1}$ .

$$\begin{aligned}
E_{+1} &= \frac{\pi b \mu_0 \mu_1}{R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \exp \left[ 2\pi i \left( vt - \frac{R_0}{\lambda} \right) \right] \int_0^b \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \exp \left\{ 2\pi i \left[ \left( v_1^* - \frac{x}{\lambda_1^*} \right) + \frac{x \sin \Theta + z \cos \Theta - z}{\lambda} \right] \right\} dz dx \\
&= \frac{\pi b \mu_0 \mu_1}{R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \exp \left\{ 2\pi i \left[ (v \pm v_1^*) t - \frac{R_0}{\lambda} \right] \right\} \int_0^l \exp \left( 2\pi i z \frac{\cos \Theta - 1}{\lambda} \right) dz \cdot \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \exp \left[ 2\pi i x \left( \frac{\sin \Theta}{\lambda} \mp \frac{1}{\lambda_1^*} \right) \right] dx \\
&= \frac{\pi a b l \mu_0 \mu_1}{R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \exp \left[ 2\pi i \left( v^* + v_1^* \cdot t - \frac{R_0}{\lambda} \right) \right] \cdot \frac{\exp \left[ \frac{2\pi i l}{\lambda} (\cos \Theta - 1) \right] - 1}{\frac{2\pi i l}{\lambda} (\cos \Theta - 1)} \cdot \frac{\sin \pi a \left( \frac{\sin \Theta}{\lambda} \mp \frac{1}{\lambda_1^*} \right)}{\pi a \left( \frac{\sin \Theta}{\lambda} \mp \frac{1}{\lambda_1^*} \right)} \quad (11) \\
&= \frac{\pi a b l \mu_0 \mu_1}{R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \exp \left\{ 2\pi i \left[ (v + v_1^*) t - \frac{R_0}{\lambda} \right] + \frac{\pi i l}{\lambda} (\cos \Theta - 1) \right\} \cdot \underbrace{\frac{\sin \frac{\pi l}{\lambda} (\cos \Theta - 1)}{\frac{\pi l}{\lambda} (\cos \Theta - 1)}}_B \cdot \underbrace{\frac{\sin \pi a \left( \frac{\sin \Theta}{\lambda} \mp \frac{1}{\lambda_1^*} \right)}{\pi a \left( \frac{\sin \Theta}{\lambda} \mp \frac{1}{\lambda_1^*} \right)}}_{A_{\pm 1}}
\end{aligned}$$

Now  $A_{\pm 1}$  is maximum when

$$\frac{\sin \Theta}{\lambda} \mp \frac{1}{\lambda_1^*} = 0 \quad \text{or} \quad \sin \Theta = \pm \frac{\lambda}{\lambda_1^*}.$$

These lines correspond to the first order lines for the higher frequency ultrasonic wave. The intensity is given by  $T_1^2$ , where

$$T_1 = \frac{\pi a b l \mu_0 \mu_1}{R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \frac{\sin \left( \frac{\pi l \lambda}{2 \lambda_1^*} \right)}{\frac{\pi l \lambda}{2 \lambda_1^*}} \quad (11b)$$

since  $\Theta$  is small.

The second term gives the first order lines, corresponding to the lower frequency and

$$T_2 = \frac{\pi a b l \mu_0 \mu_2}{R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \frac{\sin \frac{\pi l \lambda}{2 \lambda_2^*}}{\frac{\pi l \lambda}{2 \lambda_2^*}} \quad (12)$$

Proceeding exactly in the same way, the third term gives us the diffraction lines, given by

$$\sin \Theta = \pm \lambda \left( \frac{1}{\lambda_1^*} + \frac{1}{\lambda_2^*} \right), \quad (13a)$$

and the intensity of these lines is given by  $(T_{1,+2})^2$ , where

$$T_{1,+2} = \frac{\pi a b l \mu_1 \mu_2}{2 R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \frac{\sin \left[ \frac{\pi l \lambda}{2} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1^*} + \frac{1}{\lambda_2^*} \right)^2 \right]}{\frac{\pi l \lambda}{2} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1^*} + \frac{1}{\lambda_2^*} \right)^2} \quad (13b)$$

Similarly, the fourth term gives us the diffraction lines, whose position and intensities are given by the corresponding relations

$$\sin \Theta = \pm \lambda \left( \frac{1}{\lambda_1^*} - \frac{1}{\lambda_2^*} \right) \quad (14a)$$

$$T_{1,-2} = \frac{\pi a b l \mu_1 \mu_2}{2 R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \frac{\sin \left[ \frac{\pi l \lambda}{2} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1^*} - \frac{1}{\lambda_2^*} \right)^2 \right]}{\frac{\pi l \lambda}{2} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1^*} - \frac{1}{\lambda_2^*} \right)^2} \quad (14b)$$

These are the lines in which we are most interested. The fifth term gives the second order lines for the lower frequency. The constant part gives some contribution to the central line.

Equations (13a), (13b) and (14a), (14b) gives us the combination lines around the first order lines of the higher frequency. The expressions for the position of these lines are the same as those already obtained. But the expressions for intensities are different. For different wave-lengths used, we can at once write the expressions for intensity from the graph for  $(\sin z)/z$ .

### 3. Discussion of the results

For the sake of convenience, let the quartz crystal be excited at the  $r$ -th and  $s$ -th harmonics of its fundamental frequency ( $n$ ). The amplitudes of the combination lines in the spectra are given by the expressions

$$T_{1,+2} = K \cdot \frac{\sin \left[ \frac{\pi l \lambda}{2 \lambda^{*2}} \cdot (r+s)^2 \right]}{\frac{\pi l \lambda}{2 \lambda^{*2}} \cdot (r+s)^2}$$

$$T_{1,-2} = K \cdot \frac{\sin \left[ \frac{\pi l \lambda}{2 \lambda^{*2}} \cdot (r-s)^2 \right]}{\frac{\pi l \lambda}{2 \lambda^{*2}} \cdot (r-s)^2}$$



$$\text{where } K = \frac{\pi a b l \mu_1 \mu_2}{2 R_0} \cdot \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

and  $\lambda^*$  is the wave-length of sound wave for the fundamental oscillation.

If  $\frac{\pi l \lambda}{\lambda^*} \cdot (r+s)^2 < 2$  we have to consider the curve  $Y = (\sin z)/z$  only for the region  $0 < z < \pi$ . The ordinates in this region go on decreasing as we increase  $z$ . Under these conditions,  $T_{1,+2} < T_{1,-2}$ , i. e., the outer combination line is always less intense than the inner one. Further, if for a constant value of  $r$ , we vary the values of  $s$ , the ratio of the amplitudes  $T_{1,-2}/T_{1,+2}$  goes on increasing as  $s$  approaches  $r$ . This result is well-illustrated, if we study the photographs obtained by BERGMANN [3] (Fig. 2, p. 83), where the fundamental frequency ( $n$ ) used is 2548 kc/second. Since plate 3 in Fig. 2, corresponding to frequencies  $n$  and  $3n$ , contains diffraction lines of order higher than two and further since  $n$  and  $3n$  are low, the simpler relations (1) and (2) hold good.

The plates 5, 6, 8 and 9 in the same picture do not show the diffraction lines of an order higher than two, but the newer results obtained in this paper apply. From plates 5 and 6, it is evident that the intensities of the side-bands for the frequency  $5n$  are not appreciably different from each other for the combination  $5n$  and  $n$  (plate 5); whereas, the difference in the intensities of the side-bands is large for the combination  $5n$  and  $3n$  (Plate 6). Again, for the combination  $7n$  and  $n$ , the ratio of intensity between the inner and outer lines may be 3 or 4, whereas, in the case of  $7n$  and  $3n$ , the outer line is almost invisible.

(Received 3rd February, 1951.)

#### References

- [1] BERGMANN, L. and FUES, E., *Z. Phys.* **109** [1938], 1.
- [2] NATH, N. S. M., *Proc. Camb. Phil. Soc.* **34** [1938], 213.
- [3] BERGMANN, L., *Z. Hochfrequenztechn.* **43** [1934], 83.
- [4] RAM RATAN AGGARWAL, *Proc. Indian Acad. Sci.* **31** [1950], 417.
- [5] BRILLOUIN L., *La diffraction de la lumière par les ultra-sons*. Hermann et Cie., Paris 1933.  
RYTOV, S., *Diffraction de la lumière par les ultrasons*, Hermann et Cie., Paris 1938.

## SYMBOLS AND NOMENCLATURE IN SOUND INSULATION

by C. W. KOSTEN\*, J. v. d. EIJK\*\*, M. L. KASTELEYN\*\*, G. J. van OS\*\*\* and P. A. de LANGE\*\*\*

Delft, Netherlands.

### Summary

A logical and unambiguous system is proposed for the symbols and names used in the provisional code for sound insulation measurements. The objections to the current symbols contained in the English, French and German texts of the code are put forward, and the advantages of the proposed system are mentioned.

### Sommaire

On propose un système logique et sans ambiguïté pour la notation et la nomenclature dans les règles provisoires applicables à la mesure de la transmission du son; on montre les inconvénients que présentent les notations actuellement utilisées dans les textes français, anglais et allemands de ces règles, et les avantages de celles qui sont proposées.

### Zusammenfassung

Es wird ein logisches und eindeutiges System für die Symbole und Namen der in der vorläufigen Prüfvorschrift für die Schalldämmungsmessungen vorkommenden Größen vorgeschlagen. Erwähnt werden Bedenken gegen die heutigen Symbole in den deutschen, englischen und französischen Texten der Prüfvorschrift, sowie die Vorteile des vorgeschlagenen Systems.

In order to standardize the sound transmission measurements and the presentation of results a tentative code [1] was drawn up after the last war. It has been the subject of several international

discussions. The text agreed upon in London in 1948 was presented to the I. S. O. for standardization.

Although the technical contents of this code seem to be very reasonable, there are definite shortcomings as to the symbols and names of the quantities involved. This manifests itself clearly in publications, lectures and discussions. These objections

\* Laboratory for Technical Physics of the Technical University, Delft.

\*\* Research Institute for Public Health Engineering T. N. O.

\*\*\* Technical Physics Department T. N. O. and T. H.

are so obvious and so serious that it seems worth while to consider them here.

As to the symbols and names of the different quantities, the original English version of the code appears to be incomplete. In addition the symbols used are ambiguous, i. e. a single symbol does not always represent the same quantity. In the French [2] and German [3] translations of the code the names of the various air-borne sound insulations and sound pressure levels for impact sound have not been translated verbatim. Furthermore, the symbols used in these translations are not always identical with those contained in the original text.

We have tried to find a reasonable compromise. None of the systems put forward for the symbols used turned out to be practicable, however, nor could any of these systems serve as a basis for a better one. It seemed therefore desirable to work out a simple, logical and unambiguous new system which is presented here. It should be emphasized at the beginning that our proposals only bring into discussion the system of symbols, and not at all the methods of measuring prescribed in the code.

The question of names seems less important since these will certainly remain different in the various languages. Nevertheless an attempt will be made to introduce more logical names too.

The leading thought in setting up this new proposal was to start with a general formula and a

general symbol, from which the special ones can be derived; namely for air-borne sound insulation:

$$i(M) = L_1 - L_2 + 10 \log M,$$

for impact sound pressure level:

$$L(M) = L - 10 \log M.$$

For air-borne sound insulation the symbol  $i$  has been chosen, because of the fact that in many languages the word meaning "insulation" begins with an  $i$ .

According to the code [1] the formula for air-borne sound insulation in dwellings is

$$L_1 - L_2 + 10 \log (T/0,5).$$

We propose to indicate explicitly in the symbol the value that has been given to  $M$  by writing the symbol in this special case

$$i(M = T/0,5).$$

For the sound pressure level for a laboratory measurement of impact sound [1] the symbol is

$$L(M = 10/A).$$

The computed sound pressure level difference, reduced to a reference absorption or reverberation time, is called "insulation" (of air-borne sound). If, in the case of impact sound, the computed sound pressure level has been reduced in one way or the

Formula	Symbols				Denomination
	English	French	German	proposed	
	$L$	$L$	$L$	$L$	computed sound pressure level
$L_1 - L_2 + 10 \log M$	—	—	—	$i(M)$	insulation of air-borne sound (general formula and symbol)
$L_1 - L_2$	$D$	$D_b$	$D$	$i(M = 1)$	computed sound pressure level difference
$L_1 - L_2 + 10 \log S/A$	$R$	$R$	$R$	$i(M = S/A)$	laboratory insulation of air-borne sound
$L_1 - L_2 + 10 \log S/A$ (in the field)	$R$	$R$	$R_{Bau}$	$i'(M = S/A)$	field insulation with laboratory reduction
$L_1 - L_2 + 10 \log A_0/A$	$D_{eff}$	$D_n$	$D_{eff}$	$i(M = A_0/A)$	A-field insulation of air-borne sound
$L_1 - L_2 + 10 \log T/T_0$	$D_{eff}$	$D_n$	$D_{eff}$	$i(M = T/T_0)$	T-field insulation of air-borne sound
special case: $L_1 - L_2 + 10 \log T/0,5$	$D_{eff}$	$D_n$	$D_{eff}$	$i(M = T/0,5)$	insulation of air-borne sound in dwellings
$L - 10 \log M$	—	—	—	$L(M)$	reduced level of impact sound (general formula and symbol)
$L - 10 \log 10/A$	—	—	$L_T$	$L(M = 10/A)$	reduced laboratory level of impact sound
$L - 10 \log A_0/A$	$L_{eff}$	$L_r$	$L_T$	$L(M = A_0/A)$	A-reduced field level of impact sound
$L - 10 \log T/T_0$	$L_{eff}$	$L_r$	$L_T Bau$	$L(M = T/T_0)$	T-reduced field level of impact sound
special case: $L - 10 \log T/0,5$	$L_{eff}$	$L_r$	$L_T Bau$	$L(M = T/0,5)$	reduced level of impact sound in dwellings



other, we will call that value "reduced level" (of impact sound).

For further details we may refer the reader to the table. In the first column of this table one finds the various formulae. In the next three columns the corresponding English, French and German symbols for the various quantities are given. In the fifth column the proposed new symbols are listed, and finally in the last column a logical and simple system of names is put forward.

We have included in the table the English, French and German symbols to facilitate the comparison of the current symbols with those now proposed. A glance at the columns 2, 3 and 4 reveals undoubtedly their drawbacks. They are ambiguous and even for specialists too complicated to be retained.

In using the new symbols we see the following advantages:

1. Every symbol clearly indicates the way in which the measured level difference or level has been reduced to an insulation or reduced impact sound level respectively.
  2. The designation of all air-borne sound insulations is an  $i$ , of all levels an  $L$ .
  3. The symbols are very easy to remember.
  4. This method allows for the introduction of new symbols for new special cases, without any danger of confusion.
- If a laboratory formula (no flanking effect, etc.) is applied to a measurement in the field, or reverse-ly, a dash should be added to the symbol, e. g.  $i'$  ( $M = S/4$ ) (this was already prescribed in the German translation of the code).

It might be thought a disadvantage that our system of symbols seems to be more complicated than any of the other systems, and in any event longer. On the one hand this is inevitable if one tries to tell the whole story in the symbol itself. On the other hand the symbols might be given frequently without the added indications between brackets. If a communication only deals with  $i$  ( $M = T/0.5$ ), this may be said explicitly in the beginning and it may be used several times, whereas further on only  $i$  is used.

We have also considered a system with indices based upon the same principle, e. g.  $i_{T/0.5}$ , to avoid the expression between brackets. This has been abandoned, however, because it was thought too complicated for printing and typing<sup>1</sup>.

(Received 15th February, 1951.)

<sup>1</sup> Comments to the idea put forward in this note are requested at Mijnbouwplein 11, Delft, Holland.

#### References

- [1] "Provisional Code for Field and Laboratory Measurements of Air-borne and Impact Sound Insulation", communicated on behalf of an informal working committee by P. H. PARKIN; published by the Physical Society, London 1949, in "Noise and Sound Transmission" (Report of the 1948 summer symposium of the Acoustics Group), p. 36.
- [2] Règles générales applicables, dans les laboratoires et dans la pratique courante, à la mesure de la transmission des sons aériens et des bruits de choc. (Texte français des propositions définitives, adoptées au Colloque International d'Acoustique Architecturale de Marseille (11-18 avril 1950).
- [3] Prüfvorschrift für die Bestimmung der Luftschalldämmung und der Trittschallstärke im Laboratorium und am Bauwerk. (Im April 1950 vom Deutschen Normenausschuß zur öffentlichen Diskussion gestellt.)

#### International Commission on Acoustics

At the General Assembly of the International Union of Pure and Applied Physics (I.U.P.A.P.), held in Copenhagen 10th—13th July 1951, an International Commission on Acoustics (ICAC) has been created.

It is a so called Special Commission of the I.U.P.A.P., i. e. its scope will be rather restricted for the time being. The ICAC was constituted as follows:

Dr R. D. Bolt, Chairman, U.S.A.,  
 Dr F. Canac, France,  
 Prof. Dr A. Giacomini, Italy,  
 Dr F. Ingerslev, Denmark,  
 Dr C. W. Kosten, Secretary, Mijnbouwplein 11, Delft, Holland,  
 Prof. Dr E. Meyer, Germany,  
 Dr W. P. Wilson, Great-Britain.

Since the ICAC has not yet had the opportunity to meet it would be premature to mention here the programme of probable activities. It is however almost certain that the ICAC will try to coordinate international congresses on acoustics in such a way that their efficiency is enhanced (no overlap in scope, a reasonable spread in time and space, etc.).

Organisations intending to hold international congresses on acoustics in the next few years are requested to inform the Secretary of the ICAC about scope, country, probable date, etc.

The Secretary of ICAC  
 C. W. Kosten

# SOUND ABSORPTION OF WOOD PANELS FOR THE ROYAL FESTIVAL HALL

by P. H. PARKIN and H. J. PURKIS

(Building Research Station, Watford, England)

## Summary

The sound absorption coefficients of the wood panels to be used for low-frequency absorption in the Royal Festival Hall have been measured by the reverberation chamber technique over the frequency range 50 to 500 c/s. Four types of panels were measured, the variations between the types being different air-spaces and different amounts of cross-bracing. These variations were sufficient to vary the absorption coefficients obtained over the frequency range 50 to 100 c/s; at higher frequencies the absorption coefficients of all types were practically the same.

## Sommaire

Les coefficients d'absorption du son des panneaux en bois destinés à l'absorption des sons à basse fréquence dans la nouvelle salle de concerts du «Royal Festival Hall» ont été mesurés par la technique de la chambre de réverbération pour des fréquences de 50 à 500 cycles par seconde. Les panneaux appartenaient à quatre types de construction, différent entre eux par les couches d'air et le nombre des supports transversaux. Ces variations ont suffi pour changer les coefficients d'absorption pour les fréquences de 50 à 100 cycles par seconde, mais pour les fréquences plus élevées, les coefficients d'absorption étaient pratiquement les mêmes.

## Zusammenfassung

Das Schallschluckvermögen von Holzverkleidungen für die im Bau befindliche Festhalle in London wurde im Bereich von 50 . . . 500 Hz in der üblichen Weise im Hallraum gemessen. Dabei wurden vier Ausführungen geprüft, die sich durch die Luftschichten und den Umfang der Querverstrebungen unterschieden. Diese Unterschiede waren ausreichend, um im Bereiche von 50 . . . 100 Hz Änderungen des Schallschluckvermögens herbeizuführen, während das Schluckvermögen für die höheren Frequenzen in allen vier Fällen praktisch gleich war.

## 1. Introduction

In concert halls and other large auditoria of traditional construction the necessary low-frequency absorption is present in the form of joist floors, fibrous plaster panels and ceilings, etc. [1]. In modern constructions of reinforced concrete such fortuitous absorption may not be present and it is then necessary to introduce deliberately into the design of the hall some provision for low-frequency absorption. This is usually done by using panels, often of wood, spaced at short distances from the structural wall and with some absorbent in the air-space.

The resonant frequency of this type of absorber has been calculated by several authors, e.g. Meyer [2], from the mass of the panel and the stiffness of the air-space, assuming that the stiffness of the panels themselves was negligible. In practice this may not be the case and then it is the total stiffness which is important; this will be influenced

by the material of the panel, its size and the method of mounting.

There is little information available on the absorption coefficients of panels at low frequencies because they require large rooms for their measurement by the reverberation chamber technique, and their large size precludes their measurement by the stationary wave method. In view of this lack of information it is thought that the results given in this paper of the measurement of the wood panels for the Royal Festival Hall of the London County Council may be of interest to designers of concert halls.

## 2. Method

The absorption coefficients were measured by the usual reverberation chamber technique in a large irregularly shaped room provided by the London County Council. The volume of the room was about 320 m<sup>3</sup> and the surfaces were of brick



and concrete. Warble-tones from two loudspeakers were used at  $\frac{1}{3}$  octave intervals from 50 to 500 c/s. The tones were warbled  $\pm 10$  per cent of the mean value at a rate of 5 c/s and were arranged to be cut off at the same part of the cycle for each measurement. The panels were mounted on three of the room surfaces, the total panel area being about 18 m<sup>2</sup>. Measurements of the reverberation time with and without the panels in the room were made at six microphone positions uniformly distributed about the room volume. The absorption coefficient was calculated by the EYRING formula for each microphone position, and the coefficients were then averaged.

The panels were made of plywood 1 cm thick and were of two sizes: (a)  $200 \times 70$  cm<sup>2</sup> and (b)  $70 \times 70$  cm<sup>2</sup>, and an equal number of small and large panels were used. Each panel was framed round the edges on  $2.5 \times 1$  cm<sup>2</sup> battens, and the whole panel was then screwed at eight points to main battens fixed to the room surface.

It is probably desirable in a concert hall to randomize as far as possible the low-frequency absorption, and for this reason four arrangements of panels were measured.

Type 1: The large panels each had one cross brace,  $2.5 \times 1$  cm<sup>2</sup>, glued across its width at the centre, and the panels were mounted above a 10 cm air-space with a 5 cm thickness of rock wool touching the rear wall over the whole cavity area.

Type 2: The large panels each had three cross braces across the width and equally spaced along the length, the conditions otherwise being the same as for type 1.

Type 3: As type 1 but the air-space reduced to 7.5 cm.

Type 4: As type 2 but with a 7.5 cm air-space.

### 3. Results

The average absorption coefficients obtained are shown on the figure. It is realised that the absolute accuracy of the results cannot be assessed because of the well-known limitations of the reverberation chamber technique. However the relative values at any one frequency should be sufficiently accurate since the experimental conditions were identical, i. e. the same microphone and loudspeaker positions were used for all measurements.

The measurements were made at "spot" frequencies and it is possible that the resonant frequencies occurred between two of the points. As the absorption is spread over a considerable frequency range it is unlikely that the absorption at the actual resonance, if this did fall between the

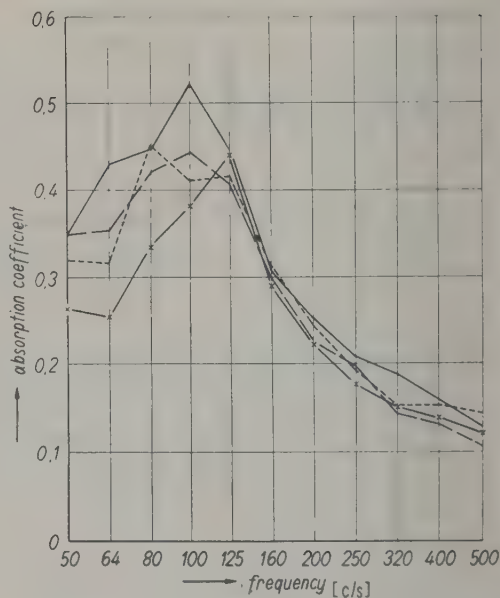


Fig. 1.

Sound absorption coefficients of the four types of panels:

- Type 1: 10 cm air-space, 1 brace;
- - - Type 2: 10 cm air-space, 3 braces;
- · - Type 3: 7.5 cm air-space, 1 brace;
- x — Type 4: 7.5 cm air-space, 3 braces.

measured points, was very much greater than any of the measured values.

It is seen from the figure that the change of air-space from 10 cm for type 1 to 7.5 cm for type 3, both with one brace, does not appear to change the frequency of resonance. On the other hand a similar change of air-space for types 2 and 4, with three braces, appears to change the frequency of resonance from the region of 80 c/s to the region of 125 c/s. This apparent discrepancy can not be explained, except that, as mentioned above, the absolute accuracy may not be sufficient to shew the true values of absorption. However, it is seen that the variations in the construction were successful in randomizing the coefficients over the range 50 to 100 c/s; at 125 c/s and upwards all constructions gave practically the same absorption coefficients.

### Acknowledgment

The work described here is part of the research programme of the Building Research Board of the Department of Scientific and Industrial Research and is published by permission of the Director of Building Research.

(Received 3rd January, 1951.)

### References

- [1] BAGENAL, H., J. Roy. Inst. Brit. Arch. **56** [1948], 70.
- [2] MEYER, E., J. Acoust. Soc. Amer. **8** [1937], 155.

# ÜBER DIE UNGELOS TEN PROBLEME IN DER THEORIE DER TONEMP FINDUNGEN\*

Von LOTHAR CREMER, München

## Zusammenfassung

1. Zunächst wird die klassische Lehre von den Tonempfindungen kurz dargestellt.
2. Dann werden die von v. BÉKÉSY beobachteten Wellenbewegungen der Schnecken-trenn-wand und ihre Ableitbarkeit aus der Anatomie des Innenohres behandelt.
3. Ihre Ausschlagverteilung zeigt nur geringe Selektivität, doch würde sich eine bessere für die Neigung und eine noch bessere für die Krümmung der Wellenbewegung der Schnecken-trennwand ergeben.
4. Da das Ohr einerseits zeitliche Änderungen mit nur  $\frac{1}{30}$  s Abstand, andererseits bei nach-einander gebotenen Tönen Frequenzunterschiede von 3 Hz wahrnehmen kann, muß es gemäß der „Unschärferelation“ entweder einen adaptierbaren Analysator oder zwei Frequenzmeßmöglich-keiten enthalten.
5. Eine solche zweite Frequenzbewertung bietet der Rhythmus der Nervenimpulse.
6. Ist die Periodendauer kürzer als die Refraktärzeit, so kann in der Einzelnervenfaser nur jede zweite Periode einen Impuls auslösen. Dies macht eine physiologische Begründung der Zu-ordnung von konsonanten Intervallen möglich, auch wenn sie nacheinander ertönen.
7. Ferner kann das stärkere Anwachsen der Lautheit bei tiefen Frequenzen durch die nur dort bestehende Möglichkeit der Auslösung mehrerer Impulse während einer Periode erklärt werden.
8. Viele psychologische Versuche zeigen, daß jedenfalls der Grundton am Rhythmus der Nervenimpulse erkannt wird. Die doppelte Tonhöhenbewertung könnte aber auch für unsere doppelte musikalische Kennzeichnung einer Tonhöhe durch Buchstabe und Zahl (z. B. c<sub>1</sub>) eine physiologische Basis ergeben.

## Summary

1. The classical theory of the sensation of pitch is briefly given.
2. The observations of v. BÉKÉSY of wave movements along the basilar membrane are dis-cussed from the point of view of their derivation from the anatomy of the inner ear.
3. The localisation of displacement is not very selective. The selectivity improves for the first derivative of the basilar membrane wave and still more for its second derivative.
4. As the ear can detect, on the one hand, temporal changes of only  $\frac{1}{30}$  s and on the other frequency differences of 3 c/s, it must on the uncertainty principle contain either an adaptable analyser or two frequency meters.
5. The rhythmic property of nerve impulses provides for the possibility of such a double fre-quency measurement.
6. If the time period is shorter than the refractory period, a single nerve fibre can only be excited every other period. This gives a physiological basis for the appreciation of consonant inter-vals even when the two tones are sounded one after the other.
7. At low frequencies and sufficient intensities additional impulses may be excited and may be responsible for the well known steeper increment of loudness at low frequencies.
8. Many psychological experiments show that the fundamental may be heard by the rhythmic action of the nerve impulse. The twofold estimation of pitch can give a physiological basis for our double system of musical symbols, e. g. c and c<sub>1</sub>.

## Sommaire

1. On expose tout d'abord brièvement la théorie classique de la sensation des sons.
2. Ensuite, on traite des mouvements ondulatoires de la membrane basilaire qui ont été ob-servés par v. BÉKÉSY, et de la possibilité de les déduire de l'anatomie de l'oreille interne.
3. La distribution des déplacements de la membrane basilaire montre peu de sélectivité; la sélectivité serait meilleure en ce qui concerne son inclinaison et, surtout, sa courbure.
4. Comme l'oreille peut percevoir, d'une part des intervalles de temps de  $\frac{1}{30}$  de seconde seulement, d'autre part des écarts de fréquence de 3 hertz entre des sons successifs, elle doit, con-

\*) Vortrag gehalten am 17. 6. 49 vor der Schwedischen Akustischen Gesellschaft in Stockholm. Das Manuskript wurde Herrn Prof. G. v. BÉKÉSY zu seinem 50. Geburtstag vom Verfasser übersandt.



formément à la «Unschärfe-Relation» (relation d'imprécision), renfermer soit un analyseur adaptable, soit deux mécanismes différents de mesure des fréquences.

5. C'est le rythme des impulsions nerveuses qui permet cette seconde estimation de la fréquence.

6. Si la période est inférieure à la durée de resensibilisation du nerf, il n'y a qu'une période sur deux qui puisse produire une impulsion dans chaque fibre nerveuse. On peut ainsi s'expliquer physiologiquement la sensation de consonance d'intervalles, même si les sons ne sont pas émis simultanément.

7. En outre, on peut expliquer la forte augmentation de l'intensité subjective aux basses fréquences par la possibilité de production, dans ce cas, de plusieurs impulsions.

8. Un grand nombre d'essais psychologiques montrent que le son fondamental est reconnu au rythme des impulsions nerveuses. Mais l'existence des deux méthodes d'estimation de la fréquence pourrait servir de base physiologique à une double définition musicale de la hauteur d'un son, grâce à l'emploi d'une lettre et d'un chiffre (par exemple:  $c_1$ ).

### 1. Die klassische Theorie

Die klassische Lehre von den Tonempfindungen entwickelte sich vor etwa 100 Jahren aus einer Meinungsverschiedenheit zwischen SEEBECK [1] und OHM [2]: SEEBECK [1] hatte die Tonhöhe einer Sirene beobachtet, bei welcher Luft aus zwei Röhren gegen die Löcher einer rotierenden Scheibe geblasen wurde. Es seien hier insbesondere drei Versuche erwähnt:

1. Die Röhre saßen auf der gleichen Seite, ihr Abstand entsprach dem halben Lochabstand. Die Tonhöhe entsprach der Laufzeit, in der ein Loch von einem Rohr zum anderen lief.

2. Das zweite Rohr wurde auf die entgegengesetzte Seite gesetzt. Die Tonhöhe entsprach der halben früheren.

3. Die Röhre waren wieder auf der gleichen Seite, aber ihr Abstand betrug nicht die Hälfte, sondern  $\frac{2}{3}$  des Lochabstandes. Die Tonhöhe entsprach auch hier der halben ersten Tonhöhe.

Diese Ergebnisse veranlaßten OHM [2] darauf hinzuweisen, daß in allen Fällen die beobachtete Tonhöhe dem Grundton der entsprechenden FOURIERanalyse entsprach. SEEBECK [3] gab zu, daß diese Erklärung qualitativ möglich sei, fand sie aber quantitativ sehr unbefriedigend, insbesondere im letzten Falle, wo der schwache Grundton in gar keinem Verhältnis zu der Deutlichkeit stand, mit der er subjektiv in Erscheinung trat. OHM [4] erwiderte, er könne in dieser Sache nichts anderes tun, als rechnen, „da ihm die Natur ein musikalisches Gehör ganz und gar versagt habe.“ Trotz dieses freimütigen Geständnisses hat sich die Auffassung OHMS, daß es der Grundton ist, der die Musik macht, in der Folgezeit durchgesetzt.

Dies ist freilich mehr der Autorität eines anderen Physikers zu danken, der zugleich musikalisch hochinteressiert war, nämlich Hermann v. HELMHOLTZ [5]. Er griff nicht nur die mathematische Seite der Erklärung auf, sondern auch ihre physikalische, indem er durch den Bau seiner Resonatoren bewies, wie man objektiv eine Klanganalyse

macht, und er trat auch für die vorher schon von HENSEN ausgesprochene Auffassung ein, daß im Innenohr, dort wo die Nerven ansetzen, nämlich auf der Basilarmembran, deren Breite sich vom ovalen Fenster zum Helikotrema vergrößert, örtlich getrennt solche Resonatoren nebeneinander liegen und so eine Klanganalyse ermöglichen. Wenn man die Rechnungen durchsieht, die HELMHOLTZ hier seiner „Theorie der Tonempfindungen“ anfügte, so führen sie darauf hinaus, daß er zwischen der scala vestibuli und der scala timpani eine gleichmäßig verteilte Wechseldruckdifferenz annimmt, die an derjenigen Stelle die größten Schwingungen auf der Basilarmembran erzeugt, die nach Art einer Harfensaite auf diese Frequenz abgestimmt ist. In die Sprache unserer modernen Elektrotechnik übersetzt heißt das, er legte an die zu analysierende Spannung parallel verschiedene Resonanzkreise.

HELMHOLTZ kam es dabei wohl hauptsächlich nur auf die Möglichkeit der örtlichen Trennung an, denn diese bot eine gute Erklärung dafür, daß die Phasenverschiebung der Teiltöne zum Grundton, welche für die Kurvenform einer Schwingung wesentlich ist, nach seinen Beobachtungen für die Klangfarbenempfindung unwesentlich war. Diese wurde vielmehr nur durch die örtliche Verteilung der Erregung festgelegt. Der erste Einsatz derselben in dem zu den tiefen Frequenzen gehörigen Bereich, also in der Nähe des Helikotremas, sowie die Distanz der einzelnen Erregungsstellen konnten den Grundton anzeigen.

Eine Schwierigkeit ergab sich freilich daraus, nämlich die Erklärung der Konsonanz und Dissonanzempfindung. Es war nicht einzusehen, warum eine minimale Verschiebung einer Anregungsstelle gegenüber einer zweiten diesen musikalisch so wichtigen Unterschied hervorbringen sollte. Hier setzte seine berühmte Erklärung dieser Unterschiede aus den Schwebungen benachbarter Partialtöne ein. Er wies darauf hin, daß unsere Musikinstrumente keine reinen Töne erzeugen, sondern stets obertonreiche Klänge und daß bei den Dissonanzen manche

Obertöne nicht zusammen, sondern in so enge Nachbarschaft fallen, daß der Analysierapparat sie nicht mehr zu trennen imstande ist, sondern zu Schwebungen veranlaßt wird, die als unangenehm empfunden werden. Außerdem zeigte er, daß alle nichtlinearen Verzerrungen zu solchen Obertönen Veranlassung geben, so daß auch alle objektiv reinen Töne infolge der im Mittelohr auftretenden Verzerrungen solche Schwebungen und somit ein Gefühl für Konsonanz und Dissonanz erzeugen können. Da nichtlineare Verzerrungen aber erst bei größeren Schallstärken zu erwarten sind, wäre nach dieser Erklärung anzunehmen, daß z. B. ein sehr leiser Ton  $c_2$  und ein sehr leiser Ton  $cis_3$  nicht als Dissonanz empfunden werden.

Die nichtlinearen Verzerrungen schienen außerdem auch eine Möglichkeit zu bieten, den Einwand SEEBECKS zu entkräften. Denn durch sie treten nicht nur subjektive Obertöne, sondern auch Kombinationstöne auf. Unter diesen tritt als tiefster Differenzton bei dem eingangs genannten Versuch Nr. 3 zwischen allen Teiltönen der Grundton auf, so daß es hieraus einleuchtet, warum dieser verstärkt in Erscheinung trat.

## 2. Das tatsächliche Verhalten der Schneckentrennwand

Trotz dieser Geschlossenheit der HELMHOLTZschen Darstellung wurden in der Folgezeit immer wieder Bedenken gegen dieselbe erhoben und insbesondere über den Analysiermechanismus andere Theorien aufgestellt. Wir können heute darauf verzichten, das Für und Wider dieser Hypothesen zu diskutieren, nachdem es G. v. BÉKÉSY [6], [7] gelungen ist, das statische und dynamische Verhalten der Schneckentrennwand am Leichenohr experimentell zu untersuchen. Daß die Basilarmembran nicht wie eine Saite gespannt ist, sondern ihre verschiedene Abstimmung durch ihre unterschiedliche Biegesteifigkeit erhält, ändert nichts Grundsätzliches an dem von HELMHOLTZ gegebenen Schema. Wesentlich ist dagegen, daß man den Druck auf beiden Seiten der Schneckentrennwand nicht als gleichmäßig verteilt ansehen kann, was ja schon durch die Druckgleichheit am Helikotrema widerlegt wird, sondern daß tangentielle Bewegungen auftreten müssen, bei denen die Trägheit der Perilymphe ein Druckgefälle erzeugt. Auch HELMHOLTZ weist bereits darauf hin, daß diese zusätzlichen Massen möglicherweise Bedeutung haben, berücksichtigte sie aber nicht in seiner Rechnung, obschon das einem Hydrodynamiker wie ihm nicht schwer gefallen sein dürfte. Dies geschah erst durch einen musikalisch interessierten Hydrodynamiker unserer Zeit, W. KUCHARSKI [8].

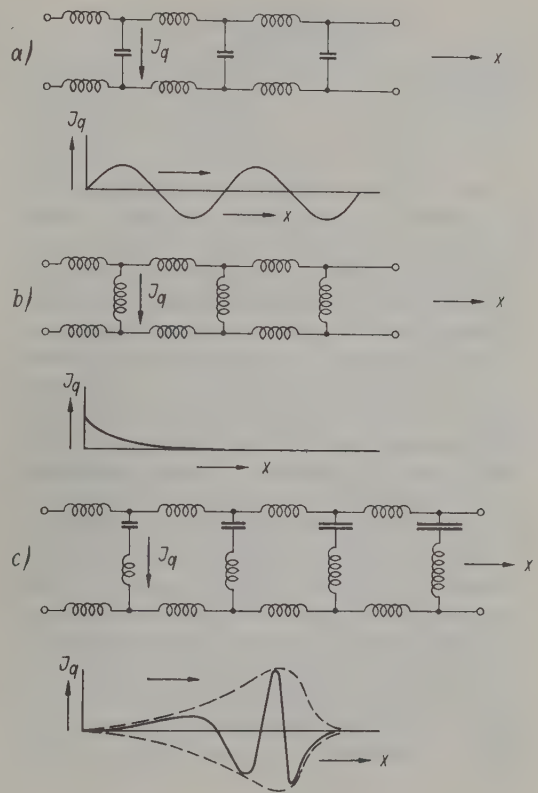


Abb. 1. Beleuchtung der Bewegung der Schneckentrennwand an Hand elektrischer Ersatzbilder; a) Wellenbewegung, solange die Steifigkeit der Trennwand überwiegt, b) exponentielles Abnehmen, sobald die Masse überwiegt, c) resultierender Bewegungstyp bei örtlich veränderlicher Trennwand.

In unserer elektrischen Analogie bedeutet die Berücksichtigung dieser Massen die Einführung von Längsinduktivitäten (siehe Abb. 1c), und es leuchtet ein, daß damit eine Leitungsgebilde entsteht, auf welchem fortschreitende Wellen möglich sind, wenn auf der einen Seite eine Wechselspannung, entsprechend einem gegebenen Wechseldruck am ovalen Fenster, wirkt. Freilich nur so lange, als der Querwiderstand resultierend kapazitiv wirkt. Das gilt aber für alle Stellen, deren Eigenfrequenz höher ist als die Erregerfrequenz. Nehmen wir einmal an, daß alle Gebilde gleich abgestimmt wären und daß das entsprechende Leitungssystem unendlich lang ist, so ist für den Elektrotechniker leicht zu übersehen, daß die Wellenlänge dieser Ausbreitung um so länger ist, je mehr der kapazitive Abfall den induktiven im Querwiderstand überwiegt, entsprechend der Beziehung für das komplexe Ausbreitungsmaß



$$\gamma = \sqrt{i\omega L / \left( i\omega M + \frac{1}{i\omega C} \right)}$$

( $L$  Längsinduktivität — Masse der Perilymphe/cm  
 $M$  Querinduktivität — Masse der Trennwand/cm  
 $C$  Kapazität — Nachgiebigkeit der Trennwand/cm).

Je mehr wir uns also der Resonanzfrequenz des Querwiderstandes nähern, um so kürzer wird die Wellenlänge. Zugleich leuchtet ein, daß dann die Querströme  $J_q$ , welche in unserem Ersatzschema der Schnelle der Trennwand entsprechen, wachsen werden. Schließlich ist zu übersehen, daß oberhalb der Resonanzfrequenz, wo die Querwiderstände induktiv werden, also von gleicher Art wie die Längswiderstände, keine Wellenausbreitung mehr stattfindet, sondern nur noch ein monotoner Abfall. Kombinieren wir nun diese diskutierten Möglichkeiten in Gedanken an der gleichen Membran, und bedenken wir, daß die höher abgestimmten Gebiete zwischen dem ovalen Fenster und der Abstimmungsstelle liegen, die tiefer abgestimmten zwischen dieser und dem Helikotrema, so erhalten wir eine Wellenbewegung mit sich verkürzender Wellenlänge und wachsenden Ausschlägen der Trennwand, die jenseits eines Maximums ziemlich plötzlich erlischt (siehe Abb. 1c). Dies ist aber in der Tat der Bewegungstypus, den v. BÉKÉSY beobachten konnte (siehe Abb. 2).

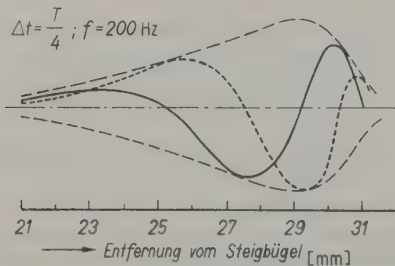


Abb. 2. Beobachtete Bewegung der Schneckentrennwand nach G. V. BÉKÉSY [7] in zwei um eine Viertelperiode versetzten Augenblicken.

In einer erst 1948 erschienenen Dissertation hat nun ZWISLOCKI-MOSCICKI [9] die Theorie dieser Bewegung nicht nur unter strenger Erfassung der Ortsabhängigkeit der Elastizität der Trennwand, sondern auch unter Berücksichtigung der Dämpfung durchgeführt. Ja, er kam sogar auf Grund von Abschätzungen der anatomischen Gegebenheiten zu der Schlußfolgerung, daß man die Trägheit der Schneckentrennwand weit eher vernachlässigen könne als den aus der Zähigkeit der Endolymphe in dem periodisch deformierten ductus cochlearis entstehenden Reibungswiderstand. Auch nach Ersatz der Querinduktivität durch einen Ohmschen

Widerstand  $R$  behalten wir ein Leitungssystem übrig, längs welchem Wellenausbreitungen erfolgen; sie sind nur diesmal gedämpft, und wie die Formel für das Ausbreitungsmaß überblicken läßt, um so mehr, je größer die Nachgiebigkeit  $C$  ist, je mehr wir also uns dem Helikotrema nähern:

$$\gamma = \sqrt{i\omega L / \left( R + \frac{1}{i\omega C} \right)}$$

Ebenso verkürzt sich in dieser Richtung die Wellenlänge, dagegen ist diesmal kein sprungweiser Wechsel im Bewegungstyp hinter einer ausgezeichneten Stelle zu erwarten. Es gibt ja kein Verschwinden des Trennwandwiderstandes mit Vorzeichenwechsel mehr. Derselbe ist allerdings auch hier in der Nähe des ovalen Fensters zunächst am größten und nimmt gegen das Helikotrema hin ab, aber nur um sich asymptotisch dem Reibungswiderstand zu nähern. Aus dieser Abhängigkeit ergibt sich denn auch ein anfängliches Anwachsen des Querstromes, aber das beobachtete Wiederabnehmen entsteht aus der gegenläufigen Tendenz der zunehmenden Dämpfung. Jedenfalls aber gelingt es auch mit diesem Ersatzschema den experimentellen Befund zu erklären, ja, wie Abb. 3 zeigt, sogar eine bei der Schwierigkeit der Probleme sehr befriedigende quantitative Übereinstimmung zwischen den von v. BÉKÉSY gemessenen und den von ZWISLOCKI gerechneten Frequenzgängen des Ausschlages an verschiedenen Stellen der Basilmembran zu erzielen. Dabei ist

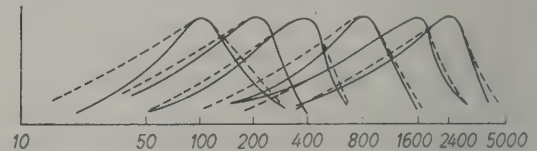


Abb. 3. Frequenzabhängigkeit des Ausschlages an verschiedenen Stellen der Schneckentrennwand; — gemessen von G. V. BÉKÉSY, - - - berechnet von ZWISLOCKI-MOSCICKI [9].

von einer Abstimmung der Trennwandstellen keine Rede mehr. Dieselben unterscheiden sich nur noch durch eine verschiedene Relaxationszeit, und deren Verhältnis zur Periodendauer der Erregung kennzeichnet ihr Verhalten.

So scheint von der ursprünglichen Theorie oder besser gesagt Vorstellung HELMHOLTZ' nicht viel übriggeblieben zu sein, und doch ist das erhalten, was HELMHOLTZ sicher das Wesentlichste war, die eindeutige Zuordnung von Tonhöhe und der Stelle der maximalen Erregung.

### 3. Die Frage des Erregungsmechanismus

Die Maxima der gefundenen Amplituden des Ausschlages der Trennwand verlaufen freilich so



flach, daß sie unvereinbar erscheinen mit den viel schärferen Tonhöheunterscheidungen, wie man sie aus den Verdeckungsversuchen, oder aus Frequenzkurven der Nervenregung nach GALAMBOS- und DAVIS' Versuchen [10] an einzelnen Nervenfasern und selbst aus den Schwebungsgrenzen schließen würde. Auch ZWISLOCKI glaubt daher erneut annehmen zu müssen, daß der groben Selektion auf der Basilarmembran eine feinere im nervösen Apparat folgt. Diese Schlußfolgerung ist aber nur dann berechtigt, wenn man annimmt, daß eine Größe von gleicher Ortsabhängigkeit wie der Ausschlag für die Auslösung der Aktionsströme maßgebend ist.

Daß der Ausschlag selbst nicht die maßgebende Größe ist, zeigt die Beobachtung von v. BÉKÉSY [6], daß die Maximalamplitude in dem beobachteten tieferen Frequenzbereich nur verhältnismäßig wenig mit der Frequenz abfällt, wohingegen bekanntlich der Schwellendruck sehr erheblich (zwischen 100 . . . 1000 Hz um 40 db) abfällt. Man würde dagegen, worauf auch ZWISLOCKI hinweist, eine leidliche quantitative Übereinstimmung erhalten, wenn man die Beschleunigung (oder die ihr proportionale Zentrifugalkraft) als maßgebend für die Erregung ansieht. Etwa derselbe Frequenzgang würde sich bei den vorhandenen Wellenbewegungen auch ergeben, wenn man die Differentiation nach der Zeit durch eine solche nach dem Ort ersetzt. Eine solche aber würde die Selektivität der Verteilungskurven erhöhen, weil sich gegen das Ausschlagmaximum hin die Wellenlängen verkürzen, die örtlichen Unterschiede also immer enger zusammenrücken.

Es steht mir nicht zu, hier Vermutungen über den heute noch unbekannten Auslösemechanismus der Aktionsströme anzustellen. Ich darf aber darauf hinweisen, daß ein mit der Feinstruktur des Ohres so vertrauter Otologe wie S. H. MYGIND [11] in Kopenhagen gerade den tangentialen Unterschieden in der Bewegung der Einzelteile der Schnecken-trennwand sehr große Bedeutung zumißt. Und auch die Beobachtung von v. BÉKÉSY [7], daß zwischen der membrana tectoria und allen übrigen Teilen der Trennwand große Unterschiede hinsichtlich der tangentialen Steifigkeit bestehen, läßt an solche Möglichkeiten denken.

Kurzum, solange die Frage, welche kinematische oder dynamische Größe in der Schnecken-trennwand die Auslösung der Nervenimpulse bestimmt, noch zu den ungelösten Problemen gehört, scheint kein zwingender Grund vorhanden, aus der mangelnden Selektivität der Ausschlagsverteilung auf das Vorhandensein eines zweiten Analysierapparates schließen zu müssen.

#### 4. Die Unschärferelation

Dagegen gibt es andere Gründe, die uns die Annahme nahelegen, daß unsere Tonhöhenunterscheidungen mit der örtlichen Trennung allein nicht zu erklären sind und daß hier noch weitere bisher unbekannte Vorgänge wesentlich sein müssen.

Die klassische Theorie der Tonempfindungen beschäftigte sich zunächst nur mit den stationären Klängen. Sobald wir aber die ständig wechselnden spektralen Verteilungen in Sprache und Musik erfassen wollen, entsteht die Frage der Einschwingzeit des Analysators, mit dieser aber unumgänglich verbunden ist die seiner Analysierschärfe. Dies zeigt sich am klarsten durch den mathematischen Prozeß der FOURIERschen Analyse. Wenn wir einen beliebigen Zeitverlauf auf den Wechsel seines Obertongehaltes im Laufe der Zeit hin prüfen wollen, so können wir ihn zunächst in Zeitabschnitte von der willkürlichen Länge  $\Delta t$  unterteilen; damit ist aber zugleich gesagt, daß unsere Auskunft über die zeitliche Änderung des Obertongehaltes nur stufenweise in Abständen  $\Delta t$  vor sich geht, daß also in dieser Hinsicht eine Unschärfe um  $\Delta t$  besteht. Eine gleiche Unsicherheit ergibt sich aber auch hinsichtlich der spektralen Auflösung, denn die Obertonbestandteile erscheinen als Spektrallinien mit einem Abstand  $\Delta f = 1/\Delta t$ . Es besteht also zwischen beiden Unschärfen die Relation:

$$\Delta t \times \Delta f = 1.$$

Das ist sogar das Optimum, das eine Analyse erreichen kann. Die objektiven Analysiergeräte bleiben hinter demselben immer etwas zurück, so daß bei ihnen nur gilt:

$$\Delta t \times \Delta f < 1.$$

Aber bei allen tritt deutlich zutage, daß sie nur entweder schnellen Wechseln folgen können und dann eben in groben Intervallen die Frequenzbestandteile anzeigen, wie etwa die Oktavsieb-analyse mit nachgeschaltetem Oszillographen, oder daß sie zu feinen Frequenzbestimmungen, wie sie die Suchtonanalysen ermöglichen, mehr Zeit benötigen.

Wo liegen nun die Auflösungsgrenzen beim Ohr? Wenn ein Motorrad anfährt, hören wir zunächst einzelne Impulse, die dann von einer bestimmten Frequenz an in den Eindruck eines Klanges mit wachsendem Grundton übergehen. Der Übergang vollzieht sich etwa bei 20 Hz. Hiernach wären wir also in der Lage, Zeitereignisse, die um mehr als  $1/20$  s auseinanderliegen, einzeln zu unterscheiden. Nach gewissen Versuchen von BURCK, KOTOWSKI und LICHTE [12] darf man diese Grenze sogar noch

niedriger ansetzen. Zu einem  $\Delta t$  von  $\frac{1}{30}$  s gehört aber eine Auflösungsbreite von 30 Hz. In der Tat erleben wir diese mangelnde Auflösungsbreite, wenn wir einen Ton von 1000 und einen von 1010 Hz gleichzeitig auf unser Ohr wirken lassen, indem wir nicht zwei Töne unterscheiden können, sondern den Eindruck eines Tones mit wachsender Stärke haben. Denken wir uns, wie es bei der bekannten "visible speech" geschieht, die Teiltonstärke als Schwärzung in einer Ebene aufgetragen, deren Abszisse die Zeit, deren Ordinate die Frequenz ist, so erhalten wir also ein aus Rechtecken zusammengesetztes Muster, deren Längen und Höhen  $\Delta t$  und  $\Delta f$  entsprechen. Beim Beispiel der Schwebung besteht das Muster aus einem horizontalen Streifen mit nebeneinander gereihten Rechtecken von periodisch wechselnder Schwärzung.

Sobald wir aber die Töne nacheinander ertönen lassen, oder sie auf das linke und rechte Ohr getrennt einwirken lassen, können wir deutlich zwei Töne verschiedener Höhe unterscheiden, sogar bis zu Differenzen von 2, jedenfalls 3 Hz bei 1000 Hz. Dazu brauchen wir allerdings unumgänglich längere Zeit, nämlich  $\frac{1}{2}$  bzw.  $\frac{1}{3}$  Sekunde. Das zugehörige Muster eines so empfundenen Tonwechsels würde aus zwei untereinanderliegenden Reihen bestehen, deren Rechtecke in der Schwärzung abwechseln. Diese Rechtecke würden aber zehnmal so breit und nur den zehnten Teil so hoch wie die zuerst besprochenen sein.

Nun könnte man sich wohl vorstellen, daß beispielsweise auch bei einem Zungenfrequenzmesser zwei Wechselspannungen, die bei gleichzeitiger Einwirkung nur Schwebungen erkennen lassen, bei einem Nacheinandereinwirken doch gewisse feinere Unterschiede in der Amplitudenverteilung zeigen, die eine erhöhte Unterscheidung ermöglichen. Aber es erscheint unwahrscheinlich, daß sich hieraus eine Verbesserung der Analysierschärfe um eine Zehnerpotenz begründen ließe. Man darf dabei nicht außer acht lassen, daß die Ausschläge der einzelnen Zungen einer Genauigkeitsgrenze unterworfen sind, die man dadurch nicht ändert, daß man die Ausschläge unter einer Lupe betrachtet.

Ebenso sind alle Gedankengebilde hinfällig, die sich durch große Analysierschärfe und gleichzeitig kurze Einschwingzeiten auszeichnen sollen. Man braucht sich in die Einzelheiten solcher Systeme ebensowenig zu vertiefen, wie in die Einzelheiten eines angeblichen perpetuum mobile. Die oben dargelegte Unschärfe-Relation ist ein grundsätzliches Naturgesetz, das auch vom Ohr nicht verletzt werden kann. Wir können von ihm nur das Erstaunliche aussagen, daß es je nach Umständen einmal

als Analysator mit kurzer Einschwingzeit und entsprechend grober Auflösung, andererseits als solcher von sehr feinem Auflösungsvermögen aber dementsprechend längerer Analysierzeit arbeiten kann. Und wir müssen uns fragen, ob das Ohr einen adaptierbaren Analysator oder ob es mehrere Analysiermechanismen enthält.

Die erste Möglichkeit wurde von GABOR [13] erwogen, der übrigens die hier gestreiften Fragen mit den mathematischen Kalkülen der Quantentheorie in wesentlich abgerundeter Form dargestellt hat. GABOR vermutet, daß die jeweils stärkst erregte Nervenfasern ihre Nachbarn mit der Zeit immer mehr unterdrückt, so daß sich die Selektivität der Einortsanalyse mit der Zeit von selbst verbessert. Gewisse von GALAMBOS und DAVIS [14] beobachtete Wechselwirkungen zwischen benachbarten Nervenfasern lassen einen solchen Mechanismus immerhin für möglich erscheinen. Gegen ihn scheint aber zu sprechen, daß in diesem Konkurrenzkampf, wie auch oft im Leben, der Zufall einen anfänglichen Vorsprung einem nicht eigentlich zuständigen Nerv einräumen könnte, der bei der nachfolgenden Selbstüberhöhung jedes Vorsprungs von dem eigentlichen Nerv nicht mehr einzuholen wäre.

## 5. Der Rhythmus der Nervenimpulse als Frequenzkriterium

Die letzte Überlegung spricht mehr für die Annahme eines zweiten Mechanismus, und es möchte scheinen, daß das Verhalten der Aktionsströme einen solchen Mechanismus nahe legt. Dieselben setzen sich bekanntlich aus Einzelimpulsen zusammen, die einem „Alles-oder-Nichts-Gesetz“ gehorchen, d. h. die entweder nur in bestimmter Stärke und mit bestimmtem zeitlichem Ablauf erregt werden können oder gar nicht. Die Kurvenform dieser Ströme hat daher auch nichts mehr mit derjenigen des ursprünglichen Schalles zu tun, kann also auch über dessen Klangfarbe keine Auskunft geben. Daher muß auch die Klanganalyse sicher bereits vorher erfolgt sein.

Erregt man ferner eine einzelne Nervenfasern, wie dies zuerst durch GALAMBOS und DAVIS [10] geschah, so scheint bei niedrigen Intensitäten auch der zeitliche Abstand der einzelnen Impulse zufälligen Einflüssen stark unterworfen zu sein, da er sehr wechselt. Es konnte aber von den genannten Autoren zunächst festgestellt werden, daß die Impulse mit wachsender Intensität einander immer dichter folgen (siehe Abb. 4), so daß in der Tat im Sinne der namentlich von FLETCHER und MUNSON [15] allen Lautstärke-Betrachtungen zu Grun-



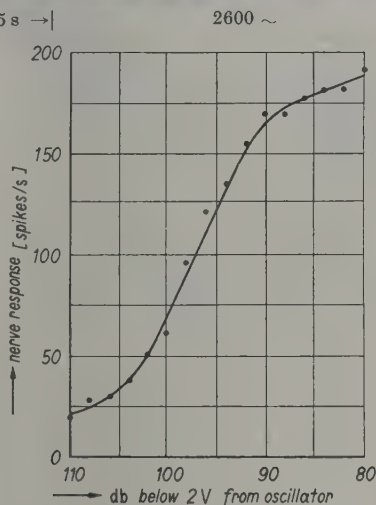


Abb. 4. Anwachsen der Zahl der Nervenimpulse in einer einzelnen Nervenfasern mit wachsender Erregung nach GALAMBOS und DAVIS [10].

de gelegten Annahme die sekundliche Zahl der zum Zentralnervensystem gesandten Impulse als Maß für unsere Lautstärke-Empfindung angesehen werden kann. (Hierbei kann auch noch hinzukommen, daß benachbarte Nerven auf verschiedene Schwellenstärken reagieren, so daß sich auch die Zahl der angeregten Nerven erhöht.) Jedenfalls bieten diese Feststellungen die Möglichkeit, zwischen dem Erregungsort als Frequenzmerkmal und der Impulszahl als Intensitätsmerkmal physiologisch zu unterscheiden.

Nun ist aber weiterhin zu vermuten, daß die Auslösung der Impulse immer in einer bestimmten Phase der Schwingung erfolgt, wenn sie überhaupt erfolgt. In der Tat konnten GALAMBOS und DAVIS [10] weiterhin zeigen, daß beim Übereinanderphotographieren von mehreren Impulsauslösungen, wobei die Zeitablenkung des Oszillographen durch den Erregerton synchronisiert wurde, die Impulse sich auf bestimmte Einsatzpunkte konzentrierten (siehe Abb. 5). Das von ihnen erhaltene Bild läßt die Impulse der Aktionsströme nicht so stark in Er-

scheinung treten, wie das ihrer physiologischen Bedeutung entspricht, weil absichtlich eine Abtaststelle gewählt wurde, wo der Mikrophoneneffekt nach WEVER und BRAY [16] deutlich ist, da dieser ein synchrones Abbild der Erregung darstellt. Gerade daran sieht man, daß die Impulse durch die Erregung synchronisiert werden.

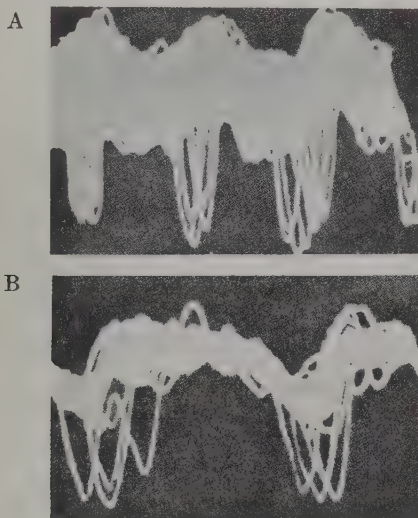


Abb. 5. Übereinander photographierte Nervenimpulse und Cochlear-Potentiale bei Synchronisation der Zeitablenkung durch den erregenden Ton (A 1050 Hz, B 550 Hz) nach GALAMBOS und DAVIS [10].

Bei der einzelnen Nervenfasern tritt dies erst deutlich in Erscheinung, wenn die Erregungsstärke bereits so stark ist, daß jede Schwingung zu einer Impulsauslösung führt. Bei schwächeren Erregungen fällt bald der eine, bald der andere aus. Aber wenn wir einmal eine große Zahl von Nachbarn zusammenfassen und annehmen, daß die Frage der Auslösung bei geringeren Intensitäten Zufälligkeiten unterworfen ist, die sich im Mittel ausgleichen, so erhalten wir ein resultierendes Bild, dessen Rhythmus die Frequenz an der betreffenden Erregungsstelle der Trennwand wiedergibt und dessen Höhe ein Maß für die Intensität ist<sup>1</sup>. Hiernach wäre es durchaus möglich, daß die resultierenden Aktionsströme aus genügend vielen Nachbarnerven sowohl die Stärke als auch die jeweilige Frequenz enthalten, und daß beides im Zentralnervensystem gewertet wird.

<sup>1</sup> In der hier als Abb. 5a eingefügten Abb. 34 des seit Abfassung dieser Arbeit erschienenen Buches von WEVER: *Theory of hearing*, Verlag J. Wiley & Sons, New York 1949, ist diese von WEVER und BRAY als "Volley principle" schon 1930 diskutierte Zusammensetzung eindrucksvoll veranschaulicht.



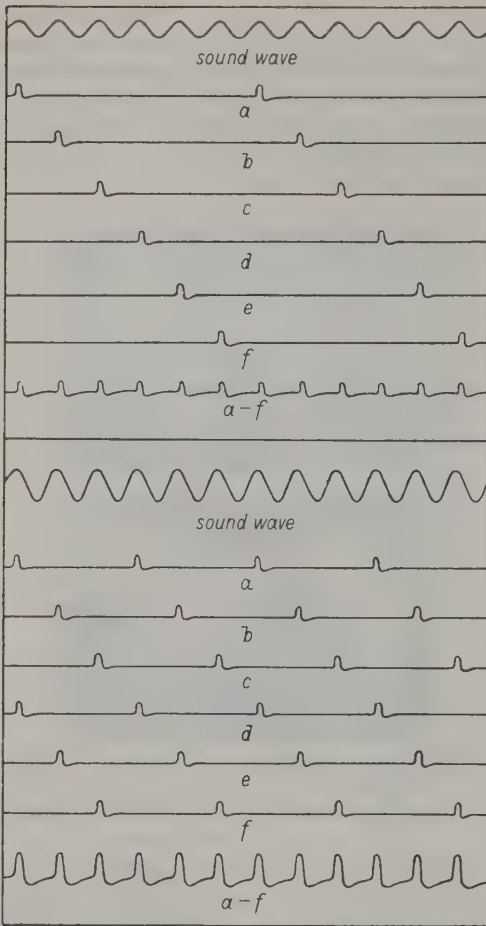


Abb. 5a. Representation von Intensität und Frequenz durch Zusammenwirken mehrerer Nervenfasern nach WEVER.

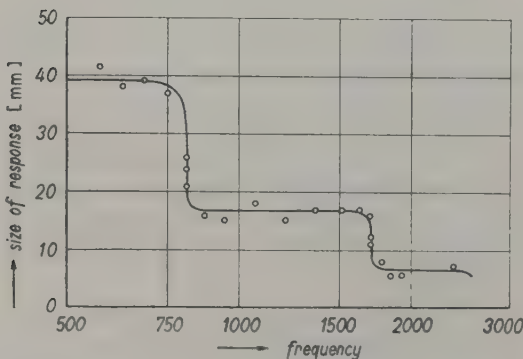


Abb. 6. Aktions-Potentiale im Hörnerv einer Katze unter und über der durch die Refraktärzeit gegebenen Grenzfrequenz nach STEVENS und DAVIS [17].

Diese Möglichkeit hat bei hohen Frequenzen sicherlich eine Grenze, da stets eine gewisse Refraktärzeit vergehen muß, bis ein neuer Impuls ausgelöst werden kann. Dieselbe wird mit wenigstens  $\frac{1}{1000}$  Sekunde angegeben. Diese Grenze konnte von STEVENS und DAVIS [17] besonders eindrucksvoll nachgewiesen werden durch Messung des Aktionspotentials bei so großen Erregungsstärken, daß, solange dazu die Möglichkeit bestand, bei jeder Schwingung ein Impuls ausgelöst wurde. Die in Abb. 6 hier wiedergegebenen Meßergebnisse lassen deutlich erkennen, daß bei 800 Hz dieses Aktionspotential auf etwa die Hälfte fällt, weil nämlich nur noch jede zweite Schwingung bei höheren Frequenzen einen Impuls auslösen kann, und daß bei 1600 Hz eine solche Stufe noch einmal erscheint.

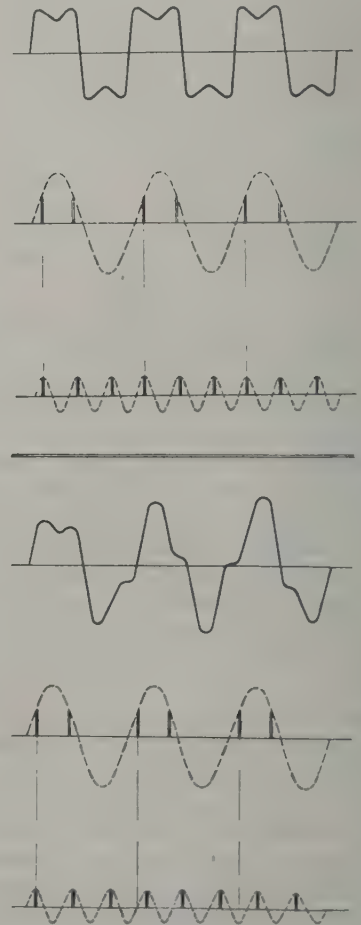


Abb. 7. Rhythmen der Nervenimpulse für Grund- und Oberton;  
oben: harmonische Teiltonzusammensetzung,  
unten: unharmonische Teiltonzusammensetzung.

## 6. Der Rhythmus der Nervenimpulse als Harmoniekriterium

Aber gerade die Tatsache, daß dieser zweite Frequenzbestimmungsmechanismus einen 2000 Hz- oder 3000 Hz-Ton einem 1000 Hz-Ton gleichsetzt, gibt ihm eine ganz besondere Bedeutung, nämlich die einer Zuordnung, wie sie die Harmonielehre verlangt, die hierdurch eine neue, ihrer Art nach positive Begründung erfahren könnte.

Überhaupt sind die Impulsrhythmen geeignet, eine Erklärung für die Konsonanz- und Dissonanzempfindung zu geben, welche auch diejenigen Fälle umfaßt, bei welchen sehr leise und auf der Basilarmembran örtlich getrennte Töne in harmonischem oder unharmonischem Frequenzverhältnis zueinander stehen. Diese Möglichkeit ist in Abb. 7 schematisch skizziert. Oben ist ein Klang gegeben, der aus Grundton und drittem Oberton besteht, also etwa  $c$  und  $g_1$ . In diesem Falle ist der höhere Ton noch als niedrig genug angenommen, um die seiner Frequenz entsprechende Impulszahl auszulösen. Aber diese Impulse fallen in den Takt des Grundtones, gewissermaßen wie die mit der rechten Hand gespielten Achteltriolen mit den mit der linken Hand gespielten Vierteln zusammenfallen. Sobald aber nun der Oberton unharmonisch liegt, beispielsweise von  $g_1$  nach  $gis_1$  rückt, was sich in der Kurvenform in ihrer fortgesetzten Änderung zeigt, fallen die Impulse aus dem Takt, und es leuchtet ein, daß gerade musikalische Menschen, die auch für die Taktschwankungen in den Rhythmen der Noten-

schrift besonders empfänglich sind, auf diese schnellen Rhythmen in den Nervenimpulsen ebenfalls empfindlicher reagieren. Da die Musikalität eine vererbte Eigenschaft ist, hat sie sicherlich anatomische und physiologische Merkmale, wenn wir sie auch heute noch nicht kennen. Es ist aber kaum anzunehmen, daß diese Merkmale in Verschiedenheiten der Schneckenwand zu suchen sind, weil sonst das Empfinden für Tonreinheit in verschiedenen Frequenzgebieten kaum so einheitlich sein würde, wie es tatsächlich für alle Menschen musikalischer Begabung ist. Die Verlegung dieser Eigenschaft in das Zentralnervensystem verlangt freilich, daß die den getrennten Stellen der Basilarmembran zugeordneten Nervenfasern genau so wie bei der Lautstärkeempfindung auch bezüglich der Impulsrhythmen zusammengefaßt oder verglichen werden. Solche Querverbindungen zwischen verschiedenen Stellen der Basilarmembrane scheinen aber zu bestehen.

## 7. Das stärkere Anwachsen der Lautheit bei tiefen Frequenzen

In der Abb. 7 ist übrigens auch die Möglichkeit angedeutet, daß bei dem tieferen Ton die Refraktärzeit so klein sein kann gegenüber der Periodendauer, daß während einer Schwingung zwei Impulse ausgelöst werden. Das würde aber nichts an dem Rhythmus ändern, der durch die Grundtonperiode gegeben ist. Ich konnte über die Möglichkeit dieser Mehrfachimpulsauslösung und der dar-

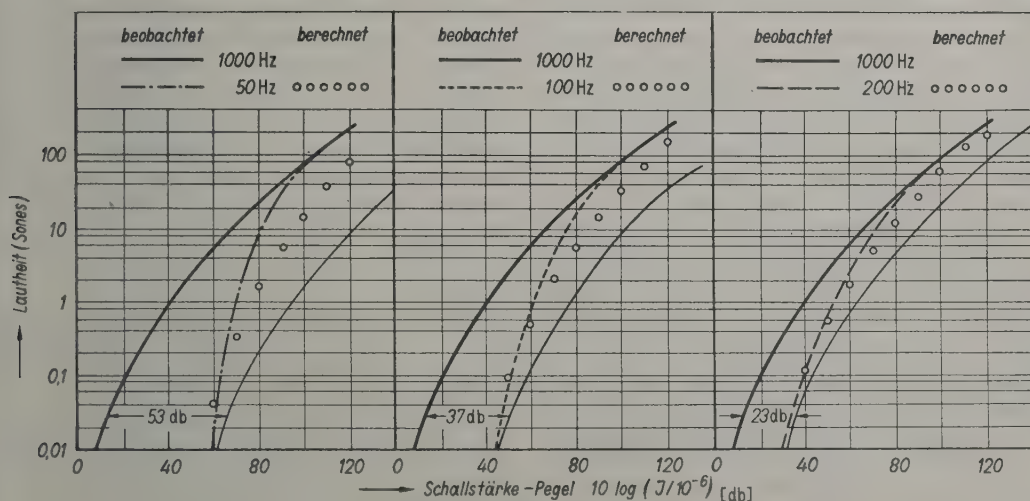


Abb. 8.

Anwachsen der Lautheit in Sones mit dem Lautstärke-Pegel. Die dickeren Kurven sind der Abb. 43 des Buches "Hearing" von STEVENS und DAVIS entnommen. Die dünnen Kurven stellen das gleiche Anwachsen wie bei 1000 Hz, ausgehend vom jeweiligen Schwellenwert, dar. Die Punkte sind unter Einbezug der Möglichkeit mehrfacher Impulsauslösung während einer Periode errechnet (siehe Anhang).



aus folgenden Konsequenzen bisher nichts in der Literatur finden. Für ihr Vorhandensein scheint mir aber neben anderen Gründen auch zu sprechen, daß sich dadurch eine bekannte psychologische Erscheinung wenigstens zum Teil sehr einfach erklären ließe. Es handelt sich um die Tatsache, daß die Lautheitsempfindung, also, wie wir physiologisch annehmen können, die Zahl der Nervenimpulse je Zeiteinheit, bei tiefen Frequenzen viel stärker wächst als bei hohen, so daß die großen Unterschiede in den Schwellenintensitäten bei höheren Lautstärkepegeln nahezu ausgeglichen sind. FLETCHER [18] hat dies einerseits durch die nichtlinearen Verzerrungen im Mittelohr und das Auftreten der subjektiven Obertöne zu erklären gesucht. Dies ließe aber die genannte Steigerung erst bei höheren Intensitäten erwarten, während sie bereits bei ganz niedrigen einsetzt. Außerdem hat er darauf hingewiesen, daß die tieferen Töne sich auf breitere Erregungsgebiete verteilen. Nun ist aber nach den Messungen von v. BÉKÉSY [6] bei 200 Hz bereits die ganze Basilarmembran in Mitleidenschaft gezogen, so daß auch aus diesem Grunde keine so großen Unterschiede zwischen 200 und 25 Hz sich erklären ließen. Rechnet man aber unter Zugrundelegung der Lautheitsfunktion für 1000 Hz und einer Refraktärzeit von  $\frac{1}{1200}$  s (um einfache Frequenzstufenwerte zu erhalten) nach, welche Steigerung sich aus der Möglichkeit ergibt, daß unter 600 Hz 2, unter 400 Hz schließlich 3, unter 300 Hz schließlich 4 Impulse je Schwingung ausgelöst werden können, so ergeben sich die in Abb. 8 für 50, 100 und 200 Hz eingezeichneten Punkte, die jedenfalls den anfänglichen Anstieg der subjektiven Werte gut wiedergeben (siehe Anhang). Auch daß sie schließlich gegenüber den beobachteten Werten bei großen Intensitäten zurückbleiben, spricht nicht gegen diese Erklärung, weil in diesem Gebiet die von FLETCHER gegebene Erklärung aus den subjektiven Obertönen zu Recht bestehen muß.

Es ist bemerkenswert, daß das Frequenzgebiet, in welchem die Mehrfachimpulse auftreten können, auch dasjenige ist, in welchem man bei großen Lautstärken auch eine Veränderung der subjektiven Tonhöhe wahrnimmt [19]. Es wäre daher denkbar, daß beide Erscheinungen miteinander in Zusammenhang stehen. Jedenfalls wissen wir durch die Versuche von v. BÉKÉSY [7], daß die durch die Nichtlinearität der Rückstellkräfte sich ergebende Verschiebung des Erregungsmaximums auf der Basilarmembran erst bei Intensitäten erfolgt, die um Größenordnungen über den beobachteten liegen, so daß diese vordem hierfür herangezogene Erklärung nicht mehr stichhaltig ist.

## 8. Psychologische Anhaltspunkte für eine doppelte Tonhöhenbewertung

Kehren wir nun zu der Frage zurück, inwieweit ein solcher zweiter Frequenzbewertungsmechanismus in der Lage wäre, die große Tonhöhentrennschärfe zu erklären. Es scheint zunächst, als ob die Begrenzung durch die Refraktärzeit ihn dazu bei Frequenzen oberhalb 1000 Hz ungeeignet macht. Das ist aber nicht der Fall, wenn wir uns klar machen, daß ungeachtet eines solchen zweiten Mechanismus die Grobanalyse auf der Basilarmembran weiterbesteht. Wir unterscheiden dann eben einen Ton von 2000 Hz von einem solchen von 2010 Hz dadurch, daß der eine den Impulsrhythmus von 1000, der andere den von 1005 hat und wissen außerdem aus der Erregungslage, daß es sich um den Bereich um 2000 Hz und nicht um den um 1000 Hz handelt. Entspräche nicht sogar eine solche doppelte Unterscheidung auch vielmehr dem, was wir in der Musik uns auszudrücken bemühen, indem wir die Tonhöhen einmal durch die Buchstaben a, b, c . . . festlegen — sagen wir kurz durch die „Tongattung“ —, und indem wir ferner durch einen Index den Oktavbereich andeuten — den wir auch als „Tongebiet“ bezeichnen könnten — ? Die „Tongattung“ wäre also nach der hier diskutierten Möglichkeit durch den Impulsrhythmus, das „Tongebiet“ durch das Gebiet der Erregung auf der Basilarmembran gekennzeichnet. Ja, diese Unterscheidung würde noch besser der musikalischen Einteilung sich anpassen, wenn die betreffenden Erregungsvorgänge in den Nerven längere Refraktärzeiten benötigen würden. Es würde genügen, jede Frequenz auf den Bereich von 1 bis 2 Oktaven zu transformieren, beispielsweise auf das Gebiet der männlichen Stimmbandschwingungen von 80 . . . 300 Hz. Eine solche Zuordnung schiene außerdem als Spiegelbild zur menschlichen Klang-erzeugung entwicklungsmäßig einleuchtend. Hier werden ja auch die feiner unterscheidbaren Grundtöne an anderer Stelle, nämlich im Kehlkopf, erzeugt, als die mit der Mundhöhle gebildeten Formanten.

Für jeden Phonetiker sind aber beide Merkmale gleich wichtig. Daher haben die Elektroakustiker verschiedener Länder Geräte entwickelt, welche die Grundtonhöhe getrennt aufzeichnen und es ist kein Zufall, daß sie sich dabei nicht einer Tonhöhenanalyse mit abgestimmten Resonanzsystemen bedienen, sondern daß sie die Grundtöne zunächst in synchrone Impulse verwandelten und diese auf einen Mechanismus wirken ließen, der ihren zeitlichen Abstand im Mittel anzeigte. Ohne mich irgendwie auf bestimmte Vermutungen festzulegen,

möchte ich damit nur darauf hinweisen, daß Tonhöhenbestimmungen auch ohne abgestimmte Elemente möglich sind. Die Dämpfungseigenschaften der Organismen scheiden sogar eine selektive Abstimmung von vornherein aus. Viel eher könnte auch hierfür eine Impulszahl je Zeiteinheit maßgebend sein, wie wir das bei der Lautstärkeempfindung vermuten, die im Zentralnervensystem im „eingeschwungenen“ Zustand höhere oder niedere Konzentrationen spezifischer Reizstoffe erzeugen. Sicher lassen sich noch viele andere Möglichkeiten ausdenken.<sup>2</sup>

Wohl ist es auch denkbar, daß man die Grundtonhöhe aus der Erregungsverteilung auf der Basilarmembran erkennen könnte, aber gerade dieser besonders wichtige Frequenzbereich drängt sich auf so kleine Gebiete zusammen, daß es unwahrscheinlich anmutet, daß die dort noch möglichen minimalen Ortsveränderungen die phonetisch und musikalisch so wesentlichen Unterschiede erfassen können sollten. Gerade bei den tiefen Frequenzen fühlt man sich veranlaßt, nach einem zweiten Analysierapparat Ausschau zu halten.

Ich möchte aber nicht unterlassen, auch noch einen Versuch zu erwähnen, der gegen eine Tonhöhenmessung im Nerven zu sprechen scheint. Wie v. BÉKÉSY [20] berichtet, hat man bei einem Kranken die Hörnerven unmittelbar durch einen variablen Wechselstrom zu reizen versucht. Dieser konnte aber nur bis zu einer Frequenz von 30 Hz einzelne Impulse hören. Darüber trat keine Änderung des Eindrucks mehr auf. Dieser Versuch erscheint mir aber insofern kein zwingender Gegenbeweis zu sein, als die Art der Erregung nicht der natürlichen entsprach. Und außerdem besteht die Möglichkeit, daß nicht allen Nerven die Übertragung der Grundtonhöhe

zufällt, ja gerade, wenn man eine ähnliche Wirkung vermutet wie bei der Lautstärkeanzeige. Es ist sogar unwahrscheinlich, daß beide Aufgaben von den gleichen Nerven gelöst werden.

Die Vermutung eines doppelten Tonhöhenbewertungsmechanismus im Ohr erfährt aber ihre beste Stützung durch die Untersuchungen von SCHOUTEN [21], [22], [23]. Dieser hat gewissermaßen die eingangs beschriebenen Versuche SEEBECKS mit den modernen Mitteln der Tonfilmtechnik wiederholt. Er benutzte statt des Luftstrahls einen Lichtstrahl, statt der rotierenden Löcher schmale Schlitzze, die er vor ausgeschnittenen Profilen vorbeistreichen ließ. Das auf die dahinter auf-

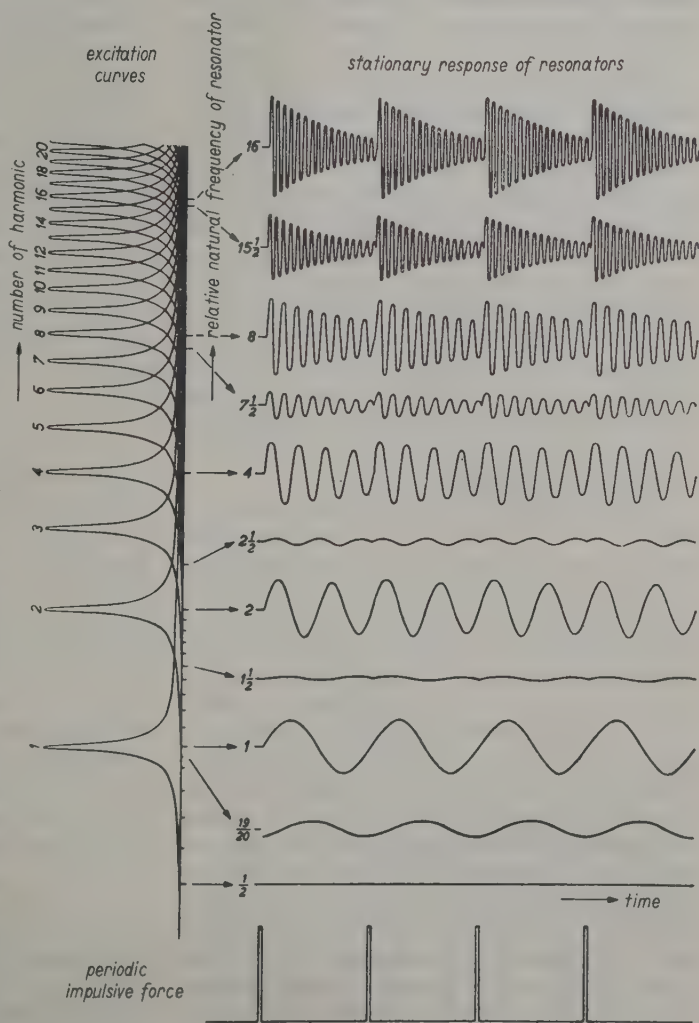


Abb. 9. Prinzip-Skizze der an verschiedenen Stellen der Schneckentrennwand zu erwartenden Bewegungen bei Anregung durch eine obertonreiche Impulsfolge nach SCHOUTEN [22].

<sup>2</sup> Anmerkung bei der Korrektur: Für den Physiker besonders bestechend ist auch die Hypothese, daß hier eine Autocorrelationsanalyse vorgenommen wird, für welche nach den neuesten Ausführungen von J. C. R. LICKLIDER sogar der anatomische Aufbau der Nervenleitung Anhaltspunkte zu bieten scheint (Vortragsauszug in J. Acoust. Soc. Amer. **23** [1951], 147).



gestellte Photozelle hindurchtretende Licht erzeugte also periodische Ströme, deren Kurvenform genau festgelegt werden konnte und damit auch ihre spektrale Zerlegung. SCHOUTEN konnte also den Obertongehalt quantitativ genau angeben. Dabei konnte er auch einer Folge von Rechteckimpulsen den Grundton mit entgegengesetzter Phase überlagern, so daß dieser gar nicht mehr in dem Klang enthalten war. Trotzdem war der von SEEBECK gehörte Grundton in allen Fällen deutlich. Derartige Klangsynthesen waren freilich schon von STUMPF [24] und mit modernen Mitteln von FLETCHER [19] durchgeführt worden, und man hat das Heraushören des Grundtones durch die bereits erwähnten nichtlinearen Verzerrungen und die Differenztonbildung zwischen den Obertönen erklärt. Das Wesentliche ist nun, daß SCHOUTEN aus seinen Beobachtungen diese Erklärung widerlegt. Nach seinen Beobachtungen ist der Grundton auch dann unverkennbar zu hören, wenn man ihn auch bei einer Impulsfolge mit wechselnden Vorzeichen, wie wir sie eingangs als zweiten SEEBECKschen Versuch einführten, herauskompensiert. In diesem Falle ist aber der Differenzton durch den Wegfall der Teiltöne gerader Ordnungszahl die Oktave. SCHOUTEN schließt aus seinen Versuchen, daß es neben der harmonischen Analyse im Sinne OHMS auch noch eine Messung der jeweiligen Periodizität gibt, und er bezeichnet den zugehörigen Tonhöhereindruck mit dem neuen Ausdruck „residue“. In der hier benutzten Bezeichnungsweise würde er der Tongattung entsprechen.

SCHOUTEN glaubt diesem zweiten Tonhöhereindruck auch das Attribut einer eigenen Stärke zusprechen zu können, und er findet, daß gerade das Auftreten hoher Teiltöne diese Lautstärke des „residue“ besonders vergrößert. Jedenfalls leuchtet seine Darstellung der Verhältnisse hinsichtlich des Analysiermechanismus auf der Basilarmembran ein, die hier als Abb. 9 wiedergegeben ist. Infolge der bekannten logarithmischen Frequenzzuordnung liegen die Obertöne mit wachsender Ordnungszahl immer dichter, so daß sie schließlich nicht mehr getrennt werden können. Auf diese Weise entstehen modulierte Schwingungen, die bei dem von SCHOUTEN ausgeführten Beispiel deutlich den Rhythmus des Grundtones erkennen lassen. Würde SCHOUTEN allerdings den Fall einer Impulsfolge mit Vorzeichenwechsel herangezogen haben, also einen Vorgang, bei welchem jeder zweite Oberton ausfällt, so würden die Modulationen nur bei den niedrigeren Obertönen den Grundton, bei den höheren aber die Oktave hervortreten lassen, also doch den Differenzton. Dies ist aber auch in Ein-

klang mit den Angaben SEEBECKS und SCHOUTENS, die beide erklären, daß der Grundton in diesem Falle leiser erschien.

Offenbar nimmt auch SCHOUTEN an, daß diese Modulationen auch noch hinter der die Impulse erzeugenden Umsetzung in einen neuen Vorgang in Erscheinung treten, und es erscheint das einfachste, daß die Impulsrhythmen selbst dieses Merkmal bilden<sup>3</sup>.

So stehen wir heute wieder am Ausgangspunkt der klassischen Lehre von den Tonempfindungen, und müssen jedenfalls Seebeck in seiner Kritik an Ohms Gesetz beipflichten, welches zwar nach wie vor ein wichtiges Merkmal unserer Klangempfindungen darstellt, aber doch nicht unser Tongattungsempfinden erfaßt. Wohl sind wir seither um viele Erkenntnisse reicher geworden. Aber um so schmerzlicher empfinden wir auch, was uns noch fehlt. Hinsichtlich der Fragen, welche kinematischen oder dynamischen Größen die Nervenimpulse auslösen, wie Einschwingzeit und Trennschärfe vereinbar sind, oder schließlich wodurch das Ohr die jeweilige Periodendauer erkennt, müssen wir sagen „Ignoramus“. Aber es ist durchaus zu hoffen, daß wir mit unseren heutigen Mitteln auch einmal hierüber Klarheit gewinnen werden. Und wir brauchen dem „Ignoramus“ kein resignierendes „Ignorabimus“ hinzuzusetzen. (Eingegangen am 23. Januar 1951.)

### Anhang

Die in Abb. 8 eingetragenen Punkte sind auf folgende Weise errechnet:

Es ist angenommen, daß die Lautheit der Zahl der je Zeiteinheit ausgelösten Nervenimpulse proportional ist. In dieser Hinsicht besteht aber neben allen anderen Einflüssen ein Unterschied, je nachdem die Refraktärzeit der angeregten Nervenfasern  $\tau$  größer oder kleiner als die halbe Periodendauer des Tones  $T/2$  ist. Dies ist an Hand von Abb. 10, in welcher links  $\tau > T/2$ , rechts  $\tau < T/2$  ist, leicht zu verstehen. Hierin wird angenommen, daß stets dann ein bestimmter Impuls ausgelöst wird, wenn die sinusförmige Druckschwankung mit ihrem Scheitelwert  $p_{max}$  einen bestimmten Schwellenwert  $p_s$  überschreitet. Da dieser in der obersten

<sup>3</sup> Eine nicht weniger eindrucksvolle Unterstützung findet die zweite Tonhöherebewertung durch Impulsrhythmen in der mir erst nach Abfassung dieser Arbeit bekannt gewordenen Mitteilung von MILLER und TAYLOR [25] (J. Acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 171). Diese stellten bei periodisch unterbrochenen Geräuschen, also bei einem Schallvorgang, in dessen Klanganalyse ebenfalls an der Stelle der Unterbrechungsfrequenz kein starker Teilton in Erscheinung tritt, fest, daß man jedenfalls bis zu 250 Hz den Grundton deutlich erkennt.



Reihe noch nicht erreicht ist, wird dort kein Impuls ausgelöst. In der nächsten Zeile, wo gerade  $p_{max} = p_s$  ist, findet die Auslösung gerade im Scheitel statt. In der nächsten Zeile, in welcher  $p_{max} > p_s$  ist, rückt der Auslösemoment etwas vor den Scheitel. Für die hohe Frequenz bleibt dies

Dadurch, daß die Mehrfachimpulse erst oberhalb gewisser Intensitäten dazu treten, ergibt sich eine Steigerung der Impuszahl und somit der Lautheit mit wachsender Reizstärke bei langen Perioden, die bei kurzen fehlt. Diese Steigerung erfolgt nicht stufenweise, wie das hier am Schema der

Abb. 10 in Erscheinung tritt. Die hierin gezeichneten Impulse beziehen sich einmal nur auf einen der angeregten Nerven mit einem ganz bestimmten Schwellenwert und vertreten außerdem, da ja in Wirklichkeit bei schwachen Intensitäten nicht in jeder Periode eine Auslösung stattfindet, nur eine gewisse Anregungswahrscheinlichkeit. Stellt nun die Zahl  $N_0$  der zunächst angezeigten Impulse eine bestimmte Funktion  $F$  in Abhängigkeit des Verhältnisses  $(p_{max}/p_s)$  dar, worin  $p_s$  den zu dieser Frequenz gehörigen Schwellenwert des Schalldruckes bedeuten soll, so erscheint es vernünftig, für die zu den zweiten Impulsen gehörige zusätzliche Impulszahl  $N_1$  dieselbe Funktion einzusetzen, wobei lediglich im Argument die frühere Schwelle  $p_s$  durch die höhere  $p_s/\cos \frac{\pi\tau}{T}$  zu ersetzen ist, und so fort.

Auf diese Weise ergibt sich für die Gesamtimpulszahl:

$$\text{bei } \tau < \frac{T}{2} < n\tau$$

$$N = N_0 + N_1 + N_2 + \dots + N_n$$

$$= \sum_0^n F \left[ \left( p_{max} \cos \left( \frac{n\pi\tau}{T} \right) / p_s \right) \right]$$

soweit  $p_{max} \cos \frac{n\pi\tau}{T} > p_s$  ist.

In Abb. 8 ist nun als  $F$  die gleiche Funktion für alle Frequenzen genommen, nämlich die dick ausgezogene für 1000 Hz geltende Kurve, die wie die anderen Kurven der Abb. 43 des zitierten Buches von STEVEN und DAVIS [17] entnommen ist. Hierin liegt gewiß eine Willkür. Eine auf dieser Annahme aufgebaute Rechnung zeigt aber, welcher Sonderzuwachs an Lautheit ausschließlich auf das Konto der mehrfachen Impulsauslösung während einer Periode zurückzuführen ist.

Da diese Funktion in Abhängigkeit vom Pegel  $L$  über dem jeweiligen Schwellenwert

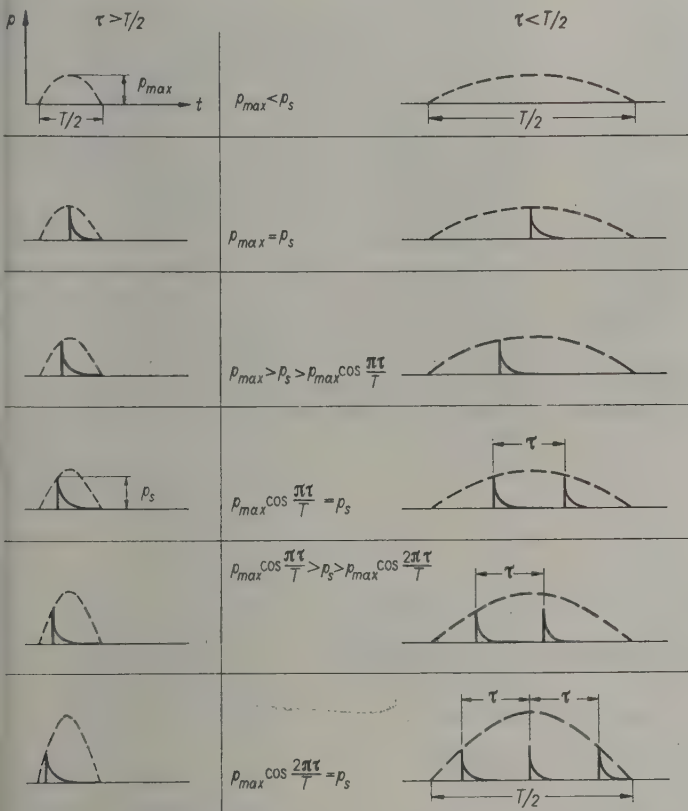


Abb. 10. Prinzipskizze zum stärkeren Wachsen der Nervenimpulse mit der Intensität bei tiefen Frequenzen.

unwesentlich, weil trotzdem kein zweiter Impuls ausgelöst werden kann. Bei der langperiodischen Schwingung kann aber ein zweiter Impuls ausgelöst werden, wenn die Erregung nach Ablauf der Refraktärzeit noch die nötige Stärke hat. Dies ist zum erstenmal der Fall, wenn

$$p_{max} \cos \frac{\pi\tau}{T} = p_s$$

ist. Es kann aber auch, wenn, wie hier angenommen,  $T/2 > 2\tau$  ist, sogar drei Impulsauslösungen geben, wenn

$$p_{max} \cos \frac{2\pi\tau}{T} \geq p_s$$

ist, was in der letzten Zeile erreicht wird.

$L = 20 \log (p_{max}/p_s)$  gegeben ist, empfiehlt sich noch die Umformung:

$$N = \sum_0^n F \left[ L - 20 \log \sec \left( \frac{n\pi\tau}{T} \right) \right].$$

#### Schrifttum

- [1] SEEBECK, A., Pogg. Ann. d. Phys. **53** [1841], 417.
- [2] OHM, G. S., Pogg. Ann. d. Phys. **59** [1843], 513.
- [3] SEEBECK, A., Pogg. Ann. d. Phys. **60** [1843], 451.
- [4] OHM, G. S., Pogg. Ann. d. Phys. **62** [1844], 1.
- [5] v. HELMHOLTZ, H., Lehre von den Tonempfindungen. Verlag Vieweg & Sohn, Braunschweig 1862.
- [6] v. BÉKÉSY, G., Akust. Z. **8** [1943], 66.
- [7] v. BÉKÉSY, G., J. Acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 452.
- [8] KUCHARSKI, W., Phys. Z. **31** [1930], 264.
- [9] ZWISLOCKI-MOSCICKI, J., Dissertation Zürich 1948, abgedruckt in Acta Oto-Laryngologica, Supplementum LXXII.
- [10] GALAMBOS, R. und DAVIS, H., J. Neurophysiol. **6** [1943], 39.
- [11] MYGIND, S. H., Bemerkungen zum Problem der Hörtheorie, als Manuskript dem Verfasser im Februar 1949 zur Verfügung gestellt; ferner seither erschienen:
- Ein Versuch zur Erklärung des sogenannten Regressions-Phänomens. Z. Laryng. Rhin. Ot. **29** [1950], 277.
- [12] BÜRCK, W., KOTOWSKI, P. und LICHTÉ, H., Z. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **47** [1936], 33.
- [13] GABOR, D., Nature (London) **159** [1947], 591.
- [14] GALAMBOS, R. und DAVIS, H., J. Neurophysiol. **7** [1944], 287.
- [15] FLETCHER, H. und MUNSON, W. A., J. Acoust. Soc. Amer. **5** [1933], 82.
- [16] WEVER, E. G. und BRAY, C. W., Science **71** [1930], 215.
- [17] STEVENS, S. S. und DAVIS, H., J. Acoust. Soc. Amer. **8** [1936], 1; oder auch: Hearing, Verlag J. Wiley & Sons, New York 1938.
- [18] FLETCHER, H., J. Acoust. Soc. Amer. **1** [1930], 311.
- [19] siehe z. B. FLETCHER, H., Amer. J. Phys. **14** [1936], 215.
- [20] v. BÉKÉSY, G., Z. techn. Phys. **17** [1936], 522.
- [21] SCHOUTEN, J. F., Proc. K. Ned. Akad. Wet. **41** [1938], 1086.
- [22] SCHOUTEN, J. F., Proc. K. Ned. Akad. Wet. **43** [1940], 356.
- [23] SCHOUTEN, J. F., Proc. K. Ned. Akad. Wet. **43** [1940], 991.
- [24] STUMPF, C., Die Sprachlaute. Berlin 1926.
- [25] MILLER, G. A. und TAYLOR, W. G., J. Acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 171.

## MERSENNE AND GASSENDI

### An early chapter in the history of sound

by J. M. A. LENIHAN

Western Infirmary, Glasgow

#### Summary

It is commonly believed — on the authority of many textbooks — that GASSENDI (1592—1655) was the first to measure the velocity of sound in air. The evidence for this belief is examined and found to be insufficient. It is suggested that the first measurements were made by MERSENNE (1588—1648). GASSENDI knew of this work and referred to it in his writings but did not make any experiments himself. The various values for the velocity of sound attributed to MERSENNE by subsequent authorities are shown to be all derived from his original value of 230 toises per second, using different units or different conversion factors.

#### Sommaire

En général on croit, suivant l'autorité de nombreux manuels, que c'est GASSENDI (1592—1655) qui a mesuré la vitesse du son pour la première fois. Cette opinion est examinée et son fondement paraît insuffisant. L'auteur suggère que c'est MERSENNE (1588—1648) qui a effectué les premières mesures.

GASSENDI connaissait le travail de MERSENNE et y a fait allusion dans ses écrits, mais n'a pas effectué d'expériences lui-même. On montre que les valeurs différentes de la vitesse du son, attribuées à MERSENNE par les auteurs successifs, sont toutes dérivées de la valeur originale de MERSENNE, à savoir 230 toises/sec, en employant des unités différentes ou en appliquant des facteurs de conversion différents.

#### Zusammenfassung

Es herrscht allgemein die auch in Lehrbüchern vertretene Auffassung, daß GASSENDI (1592 bis 1655) als Erster die Schallgeschwindigkeit in Luft gemessen hat. Die Grundlagen dieser Auf-



fassung wurden untersucht und für unzureichend befunden. Es scheint, daß die ersten Messungen von MERSENNE (1588—1648) ausgeführt wurden. GASSENDI kannte diese Untersuchungen und wies in seinen Schriften auf sie hin. Er selbst machte jedoch keine Experimente. Es wird gezeigt, daß die verschiedenen Werte für die Schallgeschwindigkeit, die MERSENNE von späteren Autoren zugeschrieben wurden, alle von seinem ursprünglichen Wert von 230 Toisen pro Sekunde abgeleitet wurden, wobei verschiedene Einheiten oder verschiedene Umrechnungsfaktoren benutzt wurden.

The first measurements of the velocity of sound in air appear to have been made by MERSENNE (1588—1648). MERSENNE, who was a monk of the Franciscan Order, lived in Paris and carried out many investigations in sound, as well as in mathematics and philosophy. His acoustical writings are contained principally in the great *Harmonie Universelle*, published in Paris in 1636. It is often stated that the velocity of sound was measured by GASSENDI (1592—1655) who was a friend of MERSENNE; this statement, however, appears to have no foundation in fact.

The work of the two men has been a source of confusion to subsequent writers, as the following extracts show:

1. MUSSCHENBROEK (1731) gives a table of values of the velocity of sound in his account of the experiments of the *Accademia del Cimento*. This table includes the following entries:

GASSENDUS	1473
MERSENNUS	1474.

The units are feet per second.

2. MUSSCHENBROEK (1739) says\*:

"GASSENDI seems to have been one of the first to give attention to the space described by sound in a given time; and, according to his observations, sound travels 1473 feet in a second."

3. This statement is repeated by MUSSCHENBROEK (1742).

4. GEHLER (1836) writes\*:

"GASSENDI did not himself find the value 1473 feet per second, but quoted one of the observations of MERSENNE, who found this value, and also 1380 feet per second."

5. POGGENDORF (1879) writes\*:

"ARISTOTLE . . . thought the velocity of propagation of a sound to be a function of its pitch, and believed that deep notes moved more slowly than high notes. The error of this theory was shown by GASSENDI in a celebrated experiment. He caused a cannon and a musket to be fired at a considerable distance, and measured the time between the perception of the flash and the sound. Since light travels over any distance possible on the earth in an immeasurably small time, the interval between the flash

and the sound, divided into the distance, gives the velocity of sound. In this way he made the first numerical determination, namely 1473 feet per second."

6. WOLF (1935) states:

"Of the various problems relating to acoustics, that of the velocity of sound attracted the greatest amount of attention during the seventeenth century. The first experiments in this connection appear to have been made by GASSENDI . . . . .

A cannon and a musket were fired towards suitably distant points, and measurements were made of the time which elapsed between the moment when suitably placed observers saw the flash and the moment when they heard the explosion. The velocity appeared to be the same in both cases, namely 1473 Paris feet per second. The result was much too high. MERSENNE repeated the experiment and obtained a much better result, namely, 1380 feet per second."

7. Alexander WOOD (1940) writes:

"The simplest and most obvious method for determining the velocity of sound is, to time the passage of a sound over as great a distance as possible. MERSENNE and GASSENDI both determined the velocity by noting the time which elapsed between the arrival of the flash and the report from a distant gun."

The values quoted in these extracts may be summarised as follows:

MERSENNE	1380 feet per second
	1473 feet per second
	1474 feet per second
GASSENDI	1473 feet per second

None of the authors mentioned above gives any reference to the place in the works of MERSENNE or of GASSENDI from which his conclusions are drawn and, to resolve the apparent confusion, some study has been made of the original writings of these two men.

GASSENDI's writings, in Latin, are contained in six large volumes, *OPERA OMNIA*, published in Lyons in 1658. His friend BERNIER published an abridged translation in French (BERNIER, 1684). This translation is generally accurate but is marred by a number of irresponsible omissions and interpolations.

\* Passages translated by the present writer.



Examination of GASSENDI's works reveals no evidence that he published numerical measurements of the velocity of sound. The belief that he had done so appears to rest on a passage in vol. 1, p. 418:

"Quo loco tacenda non est MERSENNI nostri observatio, qui velocitatem soni studiose emensus, deprehendit ipsum uno horae secundo pervadere ducentas trigintas parisinas orgyias, seu hexapodas, ac uno proinde minuto horae primo, seu sexagesima horae parte, supra orgyiarum quatordecim millia."

("We must not fail to mention the observations of our friend MERSENNE who studied the velocity of sound diligently, and knew that it covered two hundred and thirty Paris toises in a second, so in a minute, which is the sixtieth part of an hour, less than fourteen thousand toises\*.")

On the same page, GASSENDI describes his own experiment:

"I draw attention to an altogether surprising fact in regard to the movement of the air from a sounding body to the ear; it is that, with whatever violence it is set into motion by the sounding body, it travels always with the same speed. It is a matter of experience that sounds small or large, made at the same place, are carried in the same time to the place where they are heard; this can easily be observed from the sounds of artillery heard over a distance of two or three miles if, having observed the instant when the flash is produced, one counts the pulse beats or the oscillations of a pendulum until the sound arrives at the ear; one finds that the oscillations, which are of course of equal duration, are of equal number whether the sound is made by a large weapon, such as a cannon, or by a small weapon, such as a musket\*."

No numerical measurements are given here and none have been found in a careful search through GASSENDI's writings. MUSSCHENBROEK appears to have been the first to give GASSENDI credit for the experiment which he did not perform and it will be seen that a hasty reading of the two extracts just quoted might lead to such an error. It is apparent that subsequent writers have relied on MUSSCHENBROEK or on one another, rather than on the original documents.

In support of the opinion here put forward, it may be mentioned that MERSENNE makes no mention of any experiment by GASSENDI in his writings, though the two men were friends and both lived

in Paris for many years. It is also significant that the lists of previous measurements which are given by WALKER (1698) and by DERHAM (1708) include the value found by MERSENNE, but make no mention of GASSENDI. If he had actually measured the velocity of sound, it is unlikely that no knowledge of it should have been shown by his contemporaries, or by WALKER and DERHAM. MUSSCHENBROEK does not indicate the place in GASSENDI's works from which he draws his conclusions, and it seems clear that he was mistaken.

It remains to examine the three values for the velocity of sound which have been attributed to MERSENNE — 1380, 1473 and 1474 feet per second. These figures refer to his experiments with gunfire, which are mentioned several times in the course of his works. He gives everywhere the value 230 toises per second = 1380 feet per second (MERSENNE, 1636, 1644a, 1644b). The toise was six Paris feet and 230 toises are therefore equal to 1380 Paris feet; here we have one of the three values. The other two result from the conversion of 1380 Paris feet into English feet. It is now generally considered that the toise was 2.1315 yards, or 1.949 metres (Encyclopaedia Britannica, 1929; LAROUSSE), and, using this ratio, 230 toises = 1471 feet. The conversion ratio used in the seventeenth century was, however, slightly different. WALKER (1698) quotes the value 1474 feet per second as having been given by MERSENNE in *Ballistica*, proposition 39. Turning to this place (MERSENNE, 1644b) we find that the figure actually given is 230 toises per second, and WALKER evidently did not think it necessary to explain that he had converted MERSENNE's result into feet per second. During the seventeenth and eighteenth centuries the value of the toise, and of other units of length, varied from time to time and from place to place (MARION, 1923; PRECLIN, 1943) and it is not surprising that the value 1473 feet per second should have been obtained at some other time.

Summarising these observations, it is suggested:

1. that the evidence for GASSENDI's determination of the velocity of sound is insufficient, though he did refer to measurements made by MERSENNE;
2. that MERSENNE found, from experiments with gunfire, that the velocity of sound in air was 230 toises per second;
3. that the various values attributed to him have been obtained by expressing this figure in different units, or in the same units with slightly different conversion factors.

(Received 14th December, 1950.)



## References and notes

- BERNIER, *Abrégé de la Philosophie de GASSENDI*, 2nd edition, Lyons 1684. BERNIER's translation is sometimes misleading. In vol. 3, p. 196, he reaches the passage in which GASSENDI speaks of MERSENNE's experiments (*Quo loco tacenda non est MERSENNI nostri observatio . . .*). He begins his translation of this paragraph plausibly enough (*Je ne dois pas icy omettre ce que j'ay exactement observé . . .*) but goes on to describe observations made with gunfire in Paris, pointing out that they give results in good agreement with those of the Accademia del Cimento. He then takes up GASSENDI's text again and continues the translation of it. At first sight it appears that BERNIER is describing one of GASSENDI's experiments, since he makes no indication of departure from the text. But the Accademia del Cimento was founded in 1657, two years after GASSENDI died. It is apparent that BERNIER has mischievously inserted an experiment of his own at this place in the translation.
- DERHAM, *Phil. Trans.* **26** [1708], 16.
- Encyclopaedia Britannica, London (14th ed.) **15** [1929], 142.
- GASSENDI, *Opera Omnia*, Lyons 1658, vol. 1, section 1, book VI, p. 418.
- GEHLER, *Physikalisches Wörterbuch*, Leipzig 1836, vol. 8, p. 390.
- LAROUSSE, *Nouveau Larousse Illustré*, Paris 1898, vol. 7, p. 1042.
- MARION, *Dictionnaire des Institutions de la France aux XVII et XVIII siècles*, Paris 1923, p. 374.

- MERSENNE, *De l'utilité de l'Harmonie*, Paris 1636, p. 44. This is one of the tracts contained in *Harmonie Universelle*. The Glasgow copy of this rare work, in the Euing Music Library of the University, is dated 1636, though it was written some years earlier; the approval of MERSENNE's ecclesiastical superiors, which precedes the text, is dated 1629. Some copies of the work were published in 1635, but the references given here may not always be found in the earlier edition, for the selection and order of the tracts which were bound together to form the volume varied from one edition to the next, and even from one copy to another.
- MERSENNE (a) *Cogitata Physico-Mathematica*, Paris 1644, book 1, proposition V, p. 274.
- MERSENNE (b) *Cogitata Physico-Mathematica*, Paris 1644, Ballistica, proposition XXXIX (misprinted as XXXV in the Glasgow copy), p. 138.
- MUSCHENBROEK, *Tentamina experimentorum naturalium captorum in Accademia del Cimento*, Leyden 1731, p. 113.
- MUSCHENBROEK, *Essai de Physique*, Leyden 1739, vol. 2, p. 716.
- MUSCHENBROEK, *Introductio ad Philosophiam Naturalem*, Leyden 1742, p. 920. (English translation by COLSON, London 1744, vol. 2, p. 205.)
- POGGENDORFF, *Geschichte der Physik*, Leipzig 1879, S. 301.
- PRECLIN and TAPIE, *Le XVIIe Siècle*, Paris 1943, p. 595.
- WALKER, *Phil. Trans.*, **20** [1698], 433.
- WOLF, *History of Science, Technology and Philosophy in the 16th and 17th Centuries*, London 1935, p. 286.
- WOOD, *Acoustics*, London 1940, p. 246.

## Internationale Raumakustische Tagung in Göttingen

Vom 12. bis 16. März 1951 fanden sich im III. Physikalischen Institut der Universität Göttingen etwa 30 Wissenschaftler aus 10 europäischen Staaten zu einer raumakustischen Arbeitstagung zusammen, zu der Prof. E. MEYER eingeladen hatte.

In seiner Begrüßungsansprache gab Prof. MEYER der Hoffnung Ausdruck, daß das Treffen in Göttingen infolge seiner eng umrissenen Problemstellung einen fruchtbaren Erfahrungsaustausch ermöglichen und allen Teilnehmern neue Anregungen vermitteln würde. Anschließend überbrachte Mr. PURKIS die Grüße Mr. PARKINS, Building-Research-Station London, von dem die Anregung zur Tagung ausgegangen war, der jedoch verhindert war, selbst nach Göttingen zu kommen.

Die Reihe der 20 Vorträge begann mit einem Bericht von H. J. PURKIS, London, über die Ergebnisse des ersten Probekonzertes in der im Bau befindlichen Royal Festival Hall in London, die mit einer schallschluckenden Holzverkleidung versehen ist. Im Anschluß an die Beschreibung der verwendeten Meßmethoden entspann sich eine lebhaft Diskussion über die Ausführung von Nachhallmessungen und speziell über die günstigste Schallquelle hierzu. Überhaupt nahmen die Diskussionen, dem Zweck der Tagung entsprechend, einen erheblichen Teil der zur Verfügung stehenden Zeit ein.

L. CREMER, München, empfahl eine neue Nachhallformel, die einen Kompromiß zwischen der EYRINGschen und der MILLINGTONschen Näherungsformel darstellt. Ferner sprach er über einen Normungsvorschlag für die Bestimmung des Schluckgrades in Hallräumen, der auf Grund von Vergleichsmessungen, an denen sich verschiedene deutsche Institute beteiligt haben, ausgearbeitet worden ist. Im Verlauf der anschließenden, sehr regen Diskussion schlug E. MEYER vor, in Erweiterung der deutschen Normungsversuche eine europäische Normierung raumakustischer Meßverfahren anzustreben. Dieser Vorschlag wurde von der Mehrheit der Tagungsteilnehmer begrüßt, und es

wurde beschlossen, die Zusammenfassung und Bearbeitung diesbezüglicher Vorschläge L. CREMER, München, zu übertragen und gegebenenfalls während des Londoner Bauakustik-Kongresses im September 1951 darüber zu beraten.

Die Sitzungen des ersten Tages wurden durch einen Vortrag von A. C. RAES, Brüssel, beendet, der die große Verantwortung hervorhob, die der akustische Berater beim Bau eines Theaters oder eines Konzertsalles auf sich nimmt. Er betonte daher die Notwendigkeit, einfache Meßverfahren zur Verfügung zu haben, mit denen die akustischen Eigenschaften des Raumes während des Baues laufend überprüft werden können.

F. CANAC, Marseille, berichtete an Hand einer Reihe sehr interessanter Bilder über eine Schlierenmethode, die es gestattet, die Schallverteilung in Luft vor verschieden geformten Modellwänden sichtbar zu machen.

E. MEYER sprach über den Einfluß der ersten Schallreflexionen in Räumen. Wie Messungen von HAAS ergeben haben, tragen die reflektierten Schallbündel, die innerhalb von 50 ms nach dem Eintreffen des direkten Schalls beim Beobachter ankommen, zu einer Erhöhung der Lautstärke bei, während später eintreffende Schallbündel als störende Echos empfunden werden. Mit Hilfe geeignet angebrachter Schallspiegel gelingt es nun, die Zahl der nützlichen Reflexionen zu erhöhen und die der schädlichen herabzusetzen.

Ebenfalls aufbauend auf den Messungen von HAAS und auf eigenen Untersuchungen im Massachusetts Institute of Technology nannte P. E. DOAK, Cambridge USA., ein Kriterium für die Güte eines Raumes bezüglich der Wiedergabe kurzer Töne, indem er eine Grenzkurve angab, die der Nachhall zu keiner Zeit überschreiten darf, wenn störende Echowirkung vermieden werden soll.

Über andere Kriterien für die Güte der Akustik eines Raumes, nämlich über die gleichmäßige Verteilung und den mittleren Abstand der Eigenfrequenzen ("frequency irregularities" und "frequency spacing index") berichtete F. INGERSLEV, Kopenhagen.



H. KÖSTERS, NWDR Hamburg, sprach über seine Erfahrungen mit Loch- und Schlitzabsorbern, hinter denen sich Schallschluckstoffe in verschiedener Schichtdicke befinden. Diese Schallschluckanordnungen eignen sich besonders für Rundfunkstudios, da man durch einfaches Auswechseln der Platten die Nachhallzeit bequem ändern kann. Wenn man zwei Schlitzplattensysteme verwendet, die gegeneinander verschiebbar sind, kann man die Nachhallzeit innerhalb gewisser Grenzen sogar kontinuierlich regeln.

Über eine andere Form der akustischen Auskleidung von Rundfunkstudios, nämlich der Auflösung der Wände durch Halbzylinder, berichtete G. SACERDOTE, Turin. Er erreicht dadurch eine sehr gleichmäßige Verteilung des Schalldruckes und kann eine beträchtliche Herabsetzung der Nachhallzeit messen. In der Diskussion wurde vermutet, daß die große Absorption durch die Vergrößerung der Oberfläche und die Trichterwirkung der Vertiefungen zwischen den Halbzylindern zustande kommt.

H. OBERST, Göttingen, sprach über die theoretischen Grundlagen der heute viel verwendeten Resonanzabsorber und ihre zweckmäßige Dimensionierung. Er zeigte an Hand von Meßergebnissen, daß Theorie und Experiment gut miteinander übereinstimmen.

Über die Verbesserung keilförmiger Schluckanordnungen, wie sie zur Auskleidung schalltoter Räume verwendet werden, sprach G. KURTZE, Göttingen. Auf Grund vierpoltheoretischer Betrachtungen, verbunden mit Impedanzmessungen im KUNDTSchen Rohr, wurde der günstigste Abschlußwiderstand berechnet und durch einen Hohlraumresonator realisiert. Auf diese Weise kann man die Tiefe der schallschluckenden Wandbekleidung bei gleicher unterer Grenzfrequenz des schalltoten Raumes um ein Drittel verringern.

J. J. GELUK, Hilversum (Holland), beschrieb ein akustisches Interferometer für tiefe Frequenzen, das mit elektrodynamischer Anregung und elektrostatischer Schnellmessung arbeitet und das zur Untersuchung von Schallschluckstoffen geeignet ist.

Über eine Meßmethode zur Untersuchung des Schallfeldes in der Nähe von Schallschluckstoffen berichtete E. MEYER, Göttingen. Bei diesem Verfahren werden kleinste Staubteilchen, die von der umgebenden Luft weitgehend mitgenommen werden, mit einer starken Lichtquelle beleuchtet und im Dunkelfeld mit dem Mikroskop beobachtet. Die Teilchen beschreiben Ellipsen, aus deren Gestalt man den akustischen Widerstand des angrenzenden Schluckstoffes berechnen kann.

T. SOMERVILLE, BBC London, beschrieb raumakustische Modellraumversuche und führte ferner eine transportable, ausgezeichnete durchkonstruierte Meßapparatur vor, mit der viele Nachhallkurven bei langsam veränderlicher Frequenz dicht nebeneinander auf einem Registrierstreifen aufgezeichnet werden können, so daß ein schraffiertes Band entsteht, aus dessen Liniendichte man die akustischen Eigenschaften des Saales ablesen kann.

W. KÜHL, Nürnberg, sprach über die Ausbreitung und Dämpfung von Körperschall in Gebäuden und erwähnte besonders die gute Dämmwirkung, die man mit aufgestreutem Sand erreichen kann. Ausgedehnte Sanduntersuchungen, die im III. Physikalischen Institut Göttingen ausgeführt worden sind, ergaben Dämpfungen bis zu 4 db/m.

K. TAMM, Göttingen, zeigte, daß sich raumakustische Meßverfahren mit gutem Erfolg auf andere Gebiete der Akustik übertragen lassen. So kann man z. B. die Dämpfung von Elektrolytlösungen mit Hilfe eines Nachhallverfahrens messen, wobei bei tiefen Frequenzen das Meßgefäß mit der zu untersuchenden Lösung in einer diskreten Eigenschwingung angeregt wird, während bei hohen Frequenzen ein statistisches Nachhallverfahren angewendet wird.

Über die Entwicklung einseitig gerichteter Lautsprecherzellen und ihren Einsatz zur Verbesserung der Akustik großer Räume sprach F. SPANDÖCK, Karlsruhe. Er hob die Vorteile des zentralen Lautsprechereinsatzes, wie er mit gerichteten Strahlergruppen möglich ist, gegenüber einem System von über den ganzen Raum verstreuten Einzellautsprechern hervor und beschloß seinen Vortrag mit einer Demonstration der ausgezeichneten Richtwirkung seiner Lautsprecherzellen.

Großes Interesse fanden sehr natürlich wirkende stereophone Magnetophonaufnahmen, die von H. SCHEPELMANN, AEG Hamburg, in einem Göttinger Lichtspieltheater vorgeführt wurden.

Die Besichtigung der akustischen Abteilung des III. Physikalischen Institutes sowie der Laboratorien der beiden anderen physikalischen Institute der Universität gab den Gästen einen Eindruck von der physikalischen Forschung in Göttingen, während ein Besuch der akustischen Laboratorien der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig sowie des Funkhauses und des Landestheaters in Hannover ihnen einen Vergleich mit ähnlichen Einrichtungen in ihren Heimatländern ermöglichte.

M. Exner.

### Buchbesprechung

F. A. Fischer: „Grundzüge der Elektroakustik“, Fachverlag Schiele & Schön, Berlin 1950, 162 Seiten, 102 Abb., 5 Tab., DIN A 5, Ganzleinen DM 14.—.

Das vorliegende Buch von F. A. Fischer ist im wesentlichen den elektroakustischen Wandlern gewidmet. Der Verfasser, der auf dem Gebiete der Elektroakustik einen weithin bekannten Namen hat, ist in den letzten Jahren durch eine größere Zahl von Arbeiten hervorgetreten, die die verschiedenen Prinzipien der Umwandlung von elektrischen Schwingungen in mechanische Schwingungen und umgekehrt betreffen, und die sich vor allem mit den Fragen der elektrischen Ersatzschemata dieser Gebilde beschäftigen. Während bekanntlich rein mechanische Schwingungsgebilde in einer zweifachen Entsprechung in das entsprechende elektrische Gebilde „transformiert“ werden können, hängt die Art der Analogie bei elektroakustischen Systemen davon ab, ob es sich um magnetische, dynamische, elektrostatische usw. Geräte handelt. Aus diesen Arbeiten heraus und aus Vorträgen vor Mitarbeitern in der Industrie ist das vorliegende Buch entstanden und ist damit nicht nur vom pädagogischen Standpunkt aus sehr gut, sondern enthält auch einen großen Teil Originalarbeit. Eine Wiedergabe der Kapitelüberschriften möge kurz den Inhalt des Buches skizzieren.

Kap. I: Elektrische und mechanische Schwingungsgebilde.

- Kap. II: Die Kraftwirkungen elektrischer und magnetischer Felder auf Materie.
  - A. Kraftwirkungen elektrischer Felder.
  - B. Kraftwirkungen magnetischer Felder.
- Kap. III: Die elektroakustischen Umwandlungsprinzipie und ihre Grundgesetze.
  - A. Wandler mit elektrischen Feldern.
  - B. Wandler mit magnetischen Feldern.
- Kap. IV: Systematik der elektroakustischen Wandler.
- Kap. V: Die Differentialgleichungen der elektroakustischen Wandler.
- Kap. VI: Die elektrischen und akustischen Impedanzen der Wandler.
- Kap. VII: Die Abstrahlung des Schalles.
- Kap. VIII: Der Wirkungsgrad eines Wandlers als Schallsender.
- Kap. IX: Die Empfindlichkeit eines Wandlers als Schallempfänger.
- Kap. X: Breitbandwandler.
- Kap. XI: Elektromechanische Kopplungen.
- Kap. XII: Umwandlung mit elektrischen Widerständen.

Das Buch ist nicht nur für den Anfänger auf diesem Gebiete eine ausgezeichnete Einführung, sondern wird auch dem erfahrenen Elektroakustiker in vielen Fragen eine wertvolle Hilfe sein; so kann es warm empfohlen werden.

E. Meyer.